

Strukturanalyse staubiger Plasmen mittels digitaler Holographie

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von
Mattias Kroll

Kiel
April 2010

Referent: Prof. Dr. A. Piel

Korreferent: Prof. Dr. A. Melzer.....

Tag der mündlichen Prüfung: 17.06.2010.....

Zum Druck genehmigt: Kiel, den

Der Dekan

Abstract

The subject of this thesis is the analysis of the structure of finite dust clouds confined in a plasma at low neutral gas pressures. For the observation of the particles a digital holography setup is used. The benchmark of the optical setup demonstrates the high spatial and temporal resolution of this diagnostic. Typically finite dust clouds, for example Yukawa balls, are confined at neutral gas pressures of more than 20 pascal. Thus, the friction with the neutral gas results in quite high damping rates. This thesis demonstrates the possibility to confine finite dust clouds at low neutral gas pressures of only a few pascal. This allows the excitation of dynamical processes in these systems. The geometry of the trap is identical to those formerly used for Yukawa balls. Due to the use of large hollow particles and the related high particle charge a strong coupling of the particles can be achieved. Hence, the dust clouds are in a solid phase even at low neutral gas pressure. The analysis of the structure shows that the crystalline structure of these dust clouds differs from previous observation of Yukawa balls. Besides a shell-ordered structure already known from Yukawa balls, the particles are also arranged into vertical chains, partially displaced in vertical direction. Experiments to the interaction of two particles by using laser manipulation corroborate the presence of an ion focus beneath the particles. This ion focus leads to an attractive force between the particles in vertical direction. Due to the supersonic ion flow, this force is not symmetric. Thus the interaction potential between the particles is not the isotropic Yukawa potential, but rather takes the form of a wakefield. The structure of these dust clouds is determined by a competition of order between a shell-ordered structure due to the spherical confinement potentials on one hand and the arrangements of the particles into vertical chains caused by an ion focus on the other hand. Dynamical processes inside the dust cloud are induced by using a spinning disk. Here, the motion of the particles shows the competitive influences of the spherical confinement potential and the ion focus. The influence of the ion focus will be of particular importance for further studies on the dynamical behaviour of these dust clouds. Especially the effect of the ion focus on the normal mode spectra will be of interest.

Kurzfassung

Diese Dissertation befasst sich mit der Strukturanalyse finiter Staubwolken in einem Plasma bei niedrigen Neutralgasdrücken. Die Beobachtung der Partikel erfolgt hierbei mittels digitaler Holographie. Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit des hierfür verwendeten optischen Aufbaus demonstrieren das hohe Orts- und Zeitaufhebungsvermögen dieser Diagnostik. Während in früheren Untersuchungen der Einschluss finiter Staubwolken, zum Beispiel der Yukawa-Balls, typischerweise bei Neutralgasdrücken jenseits von 20 Pascal erfolgte, was eine starke Dämpfung des Partikelsystems aufgrund der Reibung mit dem Neutralgas zur Folge hatte, demonstriert diese Arbeit die Möglichkeit, finite Staubwolken bei deutlich niedrigeren Neutralgasdrücken von nur wenigen Pascal einzufangen, wodurch die Anregung dynamischer Prozesse zukünftig möglich ist. Die Geometrie der Falle ist dabei identisch zu früheren Untersuchungen zu Yukawa-Balls. Die Verwendung großer Hohlpartikel und die damit verbundene hohe Ladung auf der Partikeloberfläche führt zu einer stärkeren Kopplung zwischen den Partikeln, wodurch sich die Staubwolken trotz des geringen Neutralgasdruckes in einem kristallinen Zustand befinden. Die Strukturanalyse dieser Staubwolken weist jedoch Unterschiede zu den Yukawa-Balls auf. Neben einer Schalenstruktur, wie sie bereits von den Yukawa-Balls bekannt ist, ordnen sich die Partikel entlang vertikaler Ketten an, die zum Teil in vertikaler Richtung zueinander versetzt sind. Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung durch die Lasermanipulation eines Systems bestehend aus zwei Partikeln bei identischen Entladungsbedingungen weisen einen Fokus der Ionen unterhalb der Partikel nach, welcher zu einer anziehenden Wechselwirkung zwischen den Partikeln in vertikaler Richtung führt. Aufgrund der Überschallströmung der Ionen ist diese anziehende Wechselwirkung allerdings nicht symmetrisch, wodurch sich das Wechsellpotential zwischen den Partikeln nicht länger mit Hilfe eines isotropen Yukawa-Potentials beschreiben lässt. Die Struktur dieser Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken ist somit durch die Konkurrenz zwischen einer Schalenstruktur aufgrund des sphärischen Einfangpotentials und einer Anordnung der Partikel entlang vertikaler Ketten, verursacht durch einen Fokus der Ionen unterhalb der Partikel, bestimmt. Mit Hilfe einer rotierenden Scheibe werden dynamische Prozesse in der Staubwolke angeregt. Die Partikelbewegungen zeigen dabei die beiden miteinander konkurrierenden Einflüsse durch das externe Einfangpotential und den Ionenfokus. Der Einfluss des Ionenfokuses wird auch für zukünftige Untersuchungen zur Dynamik dieser Staubwolken von Bedeutung sein. Besonders die Auswirkungen auf das Spektrum der Eigenmoden wird hierbei von Interesse sein.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Staubige Plasmen	5
2.1	Grundlagen staubiger Plasmen	5
2.2	Aufladung von Staubpartikeln	7
2.3	Kräfte auf Staubpartikel	8
2.4	Einfang von Staubpartikeln	11
2.4.1	Staubige Plasmen in der Randschicht einer HF-Entladung . .	11
2.4.2	Yukawa-Balls	13
2.5	Zusammenfassung	15
3	3D Diagnostiken	17
3.1	Videomikroskop	17
3.2	Stereoskopie	19
3.3	Farbgradient	20
3.4	Holographie	21
3.5	Zusammenfassung	22
4	Digitale Holographie	23
4.1	Grundlagen der Holographie	23
4.1.1	Aufbaugeometrien	23
4.1.2	Aufnahme eines Hologramms	26
4.1.3	Rekonstruktion des Objekts	27
4.1.4	Fresnel-Zonenplatte	28
4.1.5	Raumfrequenz und Fokustiefe	29
4.1.6	Mie-Streuung	29
4.2	Numerische Rekonstruktion	30
4.2.1	Fresnel-Kirchhoff Integral	30
4.2.2	Faltungsansatz	31
4.3	PECA-Methode	32
4.4	Algorithmus	34
4.4.1	Rekonstruktion	34
4.4.2	2D Partikelerkennung	35
4.4.3	3D Positionsbestimmung	37
4.5	Digitale in-line Holographie	38
4.5.1	Experimenteller Aufbau	38
4.5.2	Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens	42
4.6	Stereoskopische digitale in-line Holographie	46

4.6.1	Optischer Aufbau	46
4.6.2	Ortsauflösungsvermögen	47
4.6.3	Zeitauflösungsvermögen	48
4.6.4	Rechenzeit	48
4.7	Zusammenfassung und Diskussion	48
5	Strukturanalyse finiter Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken	51
5.1	Experiment	52
5.2	Verwendete Partikel	54
5.3	Strukturanalyse	55
5.4	Diskussion	62
6	Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung	65
6.1	Ionenfokus	65
6.2	Lasermanipulation	68
6.2.1	Experiment	68
6.2.2	Partikeltrajektorien	70
6.3	Diskussion	75
7	Untersuchungen zur Dynamik finiter Staubwolken	77
7.1	Experiment	77
7.2	Dynamische Prozesse	78
7.2.1	Globale Eigenschaften	78
7.2.2	Platzwechsel	80
7.2.3	Phasenübergang	85
7.3	Diskussion	86
8	Zusammenfassung und Ausblick	89
9	Literaturverzeichnis	93

1 Einleitung

Die Untersuchung stark gekoppelter Systeme anhand von Modellsystemen ist bereits seit vielen Jahren Gegenstand intensiver Forschung. Einige Beispiele für solche Modellsysteme sind kolloidale Suspensionen [1–4], Ionenkristalle in Paul- und Penningfallen [5–9] und staubige Plasmen.

Als ein staubiges oder auch komplexes Plasma bezeichnet man ein Plasma, das neben freien Elektronen, positiven Ionen und neutralen Gasatomen noch eine weitere Komponente in Form von hoch geladenen makroskopischen Partikeln (Staub) enthält. Die hohe elektrostatische Ladung auf der Partikeloberfläche führt zu einer starken Kopplung der Partikel untereinander. Aufgrund der typischen Interpartikelabstände und der vergleichsweise langsamen Dynamik dieser Systeme erlauben staubige Plasmen die Untersuchung thermodynamischer Prozesse auf der kinetischen Ebene der Teilchenbewegung.

Die Entdeckung zweidimensionaler Plasmakristalle [10–12] in der unteren Randschicht eines Plasmas war der Auslöser umfassender Untersuchungen in diesem Forschungsbereich. Die zweidimensionale Geometrie dieser Partikelsysteme ermöglichte die Beobachtung der einzelnen Partikel mit Hilfe eines einfachen Videomikroskops [13, 14], so dass neben ihrer strukturellen Eigenschaften [15–17] auch dynamische Prozesse wie zum Beispiel Wellenphänomene [18, 19] und Phasenübergänge [20–25] untersucht werden konnten.

Nachdem der Einfang ausgedehnter dreidimensionaler Systeme anfangs nur unter Bedingungen mit stark verminderter Schwerkraft auf Raumstationen [26–28] und Parabelflügen [29–31] möglich war, ist es vor wenigen Jahren gelungen, erstmals finite Staubwolken, so genannte Yukawa-Balls, auch unter Laborbedingungen einzufangen [32–34]. Während die strukturellen Eigenschaften dieser kristallinen sphärischen Staubwolken bereits gut erforscht sind [33, 35–41], gestaltet sich die Anregung und Beobachtung von dynamischen Prozessen in diesen Partikelsystemen als äußerst schwierig. Zum einen werden diese Partikelsysteme bei Neutralgasdrücken von $p > 20$ Pa eingefangen [33, 35]. Die Reibung mit dem Neutralgas führt bei diesen vergleichsweise hohen Neutralgasdrücken zu einer starken Dämpfung der Partikelbewegung. Zum anderen erfordert die Untersuchung dynamischer Prozesse in dreidimensionalen Partikelsystemen eine instantane Aufnahme aller Partikelpositionen mit ausreichender Orts- und Zeitauflösung. Dies ist mit den Diagnostiken, die bisher für die Strukturanalyse kristalliner dreidimensionaler Systeme oder für die Untersuchung dynamischer Prozesse in zweidimensionalen Systemen genutzt worden sind, nicht möglich.

Da im Wesentlichen der hohe Neutralgasdruck für die Dämpfung des Par-

tikelsystems verantwortlich ist, liegt die Überlegung nahe, finite Staubwolken bei deutlich niedrigeren Neutralgasdrücken von wenigen Pascal einzufangen. Die Reibung mit dem Neutralgas ist bei diesen Drücken wesentlich geringer, wodurch die Anregung dynamischer Prozesse theoretisch möglich sein sollte. Jedoch ist eine Änderung des Neutralgasdruckes auch immer mit einer Änderung aller übrigen Entladungsparameter und somit auch des Einfangpotentials verbunden. Neben der grundsätzlichen Frage, ob es überhaupt möglich ist, finite Staubwolken bei deutlich niedrigeren Neutralgasdrücken einzufangen und ob sich diese Partikelsysteme dann auch in einem kristallinen Zustand befinden, ist die Struktur dieser Staubwolken von großem Interesse. Da die Stärke und die Form des Einfangpotentials einen direkten Einfluss auf die Struktur der Staubwolke besitzen, sind strukturelle Unterschiede zu früheren Beobachtungen bei höheren Neutralgasdrücken durchaus anzunehmen.

Im Bereich der 3D Diagnostiken hat es in den letzten Jahren eine Reihe neuer Entwicklungen gegeben [34, 38], die sich für die Beobachtung staubiger Plasmen eignen. Dabei hat sich besonders die Stereoskopie [38] als viel versprechende Methode herausgestellt. Dennoch weist die Stereoskopie einen wesentlichen Nachteil auf. Aufgrund der Schärfentiefe der verwendeten Objektive ist das erreichbare Beobachtungsvolumen auf maximal einen Kubikzentimeter begrenzt. Dies erlaubt lediglich die Beobachtung kleinerer bis mittlerer Partikelsysteme. Andernfalls beeinträchtigt das Streulicht unfokussierter Partikel im Randbereich die Beobachtung.

Eine weitere Möglichkeit für die dreidimensionale Beobachtung staubiger Plasmen bietet die digitale Holographie [42]. Da die Holographie ein linsenfreies Abbildungsverfahren darstellt [43], ist das Beobachtungsvolumen nicht durch die Schärfentiefe eines Objektivs begrenzt. Während die digitale Holographie bereits seit einigen Jahren in anderen Forschungsbereichen, zum Beispiel in der Biologie [44, 45] oder in der Strömungsmechanik [46–49], zahlreiche Anwendungen findet, wurde sie bisher noch nicht für die Beobachtung staubiger Plasmen eingesetzt. Zwar entsprechen die Partikel, die in der Strömungsmechanik als Tracerpartikel dienen, von der Größe her denen, die auch für die Untersuchung in staubigen Plasmen verwendet werden; dennoch stellt die digitale Holographie staubiger Plasmen eine besondere Herausforderung dar. Neben der Kompatibilität des optischen Aufbaus zum übrigen experimentellen Aufbau ist besonders das Signal-Rausch-Verhältnis kritisch, denn im Gegensatz zu den bisherigen Anwendungen befinden sich die Partikel hier in einem selbstleuchtenden Medium, dem Plasma. Es ist daher fraglich, ob überhaupt Hologramme von staubigen Plasmen erstellt werden können und ob das erreichbare Orts- und Zeitaufhebungsvermögen ausreichend für die Beobachtung dynamischer Prozesse ist.

In dieser Dissertation sollen zwei Ziele verfolgt werden. Zunächst soll geprüft werden, ob die digitale Holographie für die Untersuchung dynamischer Prozesse in einem staubigen Plasma geeignet ist. Hierfür wird die Leistungsfähigkeit eines optischen Aufbaus für die digitale Holographie staubiger Plasmen bezüglich des erreichbaren Orts- und Zeitaufhebungsvermögens getestet und mit anderen Diagnostiken verglichen.

Nachdem dieser eher technischen Fragestellung nachgegangen worden ist, werden anschließend Untersuchungen zum Einfang finiter Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken und somit bei geringen Dämpfungsraten durchgeführt. Dabei sollen besonders die strukturellen Eigenschaften der Staubwolke von Interesse sein.

Die Struktur der Staubwolke wird sowohl durch die Form des externen Einfangpotentials als auch durch die Wechselwirkung der Partikel untereinander bestimmt. Während die Form des Einfangpotentials aus früheren Experimenten bekannt ist, könnten Unterschiede in der Wechselwirkung zwischen den Partikeln auftreten. Dieser Frage wird durch zusätzliche Experimente nachgegangen.

Abschließend soll sich mit der Anregung dynamischer Prozesse in diesen Staubwolken befasst werden. Dabei interessiert besonders die Stabilität der Staubwolke und eventuelle Phasenübergänge. Hierfür wird eine Volumenanregung der Staubwolke nötig sein.

Diese Dissertation ist folgendermaßen gegliedert: In Kapitel 2 erfolgt zunächst eine kurze Einführung in den Bereich der staubigen Plasmen. Hierbei sind besonders die Aspekte von Interesse, die einen direkten Einfluss auf die Struktur der Partikelsysteme haben. Kapitel 3 gibt einen Überblick über die momentan verfügbaren Diagnostiken für die Untersuchung dreidimensionaler Partikelsysteme. Dabei werden die Vor- und Nachteile der einzelnen Diagnostiken im Detail diskutiert. In Kapitel 4 wird ein Aufbau für die digitale Holographie vorgestellt und seine Anwendbarkeit auf staubige Plasmen diskutiert. Hierfür wird seine Leistungsfähigkeit in Bezug auf das erreichbare Orts- und Zeitaufklärungsvermögen getestet. In Kapitel 5 werden Experimente zum Einfang finiter Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken vorgestellt. Hierbei wird besonders auf die Struktur der Staubwolke und auf eventuelle Unterschiede zu früheren Beobachtungen eingegangen. Die Untersuchungen in Kapitel 6 befassen sich mit der Wechselwirkung zwischen den Partikeln bei niedrigen Neutralgasdrücken. In Kapitel 7 werden Experimente zum dynamischen Verhalten der Staubwolke vorgestellt. In Kapitel 8 werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf weiterführende Experimente gegeben.

2 Staubige Plasmen

Die Struktur staubiger Plasmen wird sowohl durch die Form des äußeren Einfangpotentials als auch durch die Wechselwirkung der Partikel untereinander bestimmt. Für ein Verständnis der strukturellen Unterschiede in den einzelnen Systemen ist es daher notwendig, sich einen kurzen Überblick über das Gebiet der staubigen Plasmen zu verschaffen. Hierfür werden zunächst einige Grundlagen staubiger Plasmen erläutert. Dazu gehören neben dem Prozess der Partikelaufladung in einem Plasma auch damit verbundene Begriffe wie Kopplung und Abschirmung. Danach werden die auf ein Partikel wirkenden Kräfte diskutiert. Abschließend werden einige Beispiele für den Einfang von Staubpartikeln in einem Plasma vorgestellt. Dabei werden besonders die strukturellen Unterschiede zwischen den Systemen von Interesse sein.

2.1 Grundlagen staubiger Plasmen

Als ein staubiges oder auch komplexes Plasma bezeichnet man ein Plasma, das neben freien Elektronen, positiven Ionen und neutralen Gasatomen noch eine weitere Komponente in Form von makroskopischen Staubpartikeln enthält. Aufgrund der höheren Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den schwereren Ionen laden sich diese Staubpartikel in einem Plasma negativ auf und können dabei auf ihrer Oberfläche eine Ladung Q_d von mehreren tausend Elementarladungen erreichen. Die Coulombwechselwirkung zwischen den Partikeln wird dabei durch die Abschirmwirkung des umgebenen Plasmas reduziert. In diesem Fall wird die effektive Wechselwirkung zwischen zwei Staubpartikeln gut durch ein Yukawa-Potential

$$\Phi_{Yuk}(r) = \frac{Q_d}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei die Abschirmwirkung des Plasmas mit Hilfe der linearisierten Debyelänge

$$\lambda_D = \left(\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

beschrieben wird. Hierbei bezeichnen λ_{De} und λ_{Di} die Elektronen- beziehungsweise die Ionendebyelänge

$$\lambda_{De,Di} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_{e,i}}{n_{e,i} e^2}} \quad (2.3)$$

Dabei sind $T_{e,i}$ und $n_{e,i}$ die jeweiligen Temperaturen und Dichten von Elektronen und Ionen, k_B die Boltzmann-Konstante und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante im Vakuum. Davon ausgehend, dass die Ladung Q_d auf allen Staubpartikeln identisch

ist, lässt sich die Kraft, die aufgrund des Yukawa-Potentials zwischen zwei Partikeln im Abstand b wirkt, durch

$$\vec{F}_{Yuk} = \frac{Q_d^2}{4\pi\epsilon_0 b} \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{\lambda_D} \right) \exp\left(-\frac{b}{\lambda_D}\right) \vec{e}_b \quad (2.4)$$

beschreiben. Für $\lambda_d \rightarrow \infty$ beschreibt Gleichung 2.4 wieder den Fall einer reinen Coulombwechselwirkung zwischen den Partikeln.

Die Partikelanzahl in staubigen Plasmen kann mehrere tausend Partikel betragen. Der Aggregatzustand dieser Partikelsysteme ist dabei von der Stärke der Kopplung zwischen den Partikeln abhängig. Als Maß für die Kopplung dieser gleichgeladenen Partikel untereinander dient der Kopplungsparameter Γ . Dieser Parameter gibt das Verhältnis zwischen potentieller und kinetischer Energie eines Systems an. Für eine reine Coulombwechselwirkung zwischen den Partikeln lautet der Kopplungsparameter

$$\Gamma_C = \frac{Q_d^2}{4\pi\epsilon_0 a_{ws}} \frac{1}{k_B T_d} \quad . \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnen T_d die kinetische Temperatur der Staubpartikel und a_{ws} den Radius der Wigner-Seitz Zelle, welcher durch

$$\frac{4}{3}\pi a_{ws}^3 = \frac{1}{n_d} \quad (2.6)$$

definiert ist, wobei n_d die Staubbichte angibt. Für $\Gamma_C > 1$ wird ein System als stark gekoppelt bezeichnet. In Analogie zu den Aggregatzuständen spricht man im Falle $\Gamma < 1$ von einem gasförmigen und bei $\Gamma_C > 1$ von einem flüssigen Zustand. Ein unendlich ausgedehntes System geht oberhalb von $\Gamma_C \approx 174$ in einen festen oder kristallinen Zustand über [5]. Simulationen von Schiffer *et al.* [50] haben gezeigt, dass für finite Systeme die Schmelztemperatur von der Partikelanzahl abhängig ist. Die Simulationen ergaben, dass ein System bestehend aus 100 Partikeln oberhalb von $\Gamma_C \approx 500$ in einen kristallinen Zustand übergeht. Berücksichtigt man die Abschirmwirkung des umgebenden Plasmas, so ist der Kopplungsparameter für staubige Plasmen von der Abschirmstärke

$$\kappa = a_{ws}/\lambda_D \quad (2.7)$$

abhängig. Die Abschirmstärke in staubigen Plasmen liegt für finite dreidimensionale Systeme zwischen $\kappa = 0,5$ und $\kappa = 1$ [51, 52]. Der Kopplungsparameter für ein System mit Abschirmung [53] lautet dann

$$\Gamma_{Yuk}(\kappa) = \Gamma_C \frac{e^\kappa}{1 + \kappa + (\kappa)^2/2} \quad . \quad (2.8)$$

Für die typischen Parameter eines dreidimensionalen Systems in einem staubigen Plasma ($Q_d \approx -2000 e$, $T_d \approx 300$ K, $a_{ws} \approx 400 \mu\text{m}$) erhält man eine Kopplung von $\Gamma_{Yuk} \approx 560$ und somit einen kristallinen Zustand des Systems. Die Möglichkeit der Wigner-Kristallisation in staubigen Plasmen wurde bereits mehrere Jahre vor der Beobachtung der ersten so genannten Plasmakristalle [10–12] von Ikezi [54] vorhergesagt.

2.2 Aufladung von Staubpartikeln

Die Kopplung und somit auch die Struktur eines Systems ist nach Gleichung 2.8 maßgeblich durch die Ladung Q_d der Staubpartikel bestimmt. Ein Partikel ist in einem Plasma einem stetigen Strom von Elektronen I_e und Ionen I_i auf dessen Oberfläche ausgesetzt. Nach einem anfänglichen Aufladungsprozess stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Ionen- und Elektronenstrom ein und der Nettostrom auf das Staubpartikel verschwindet. Dabei nimmt das Partikelpotential einen festen Wert an, das so genannte *Floatingpotential* Φ_{fl} . Somit gilt

$$I_i + I_e = 0 \quad \text{für} \quad \Phi_p = \Phi_{fl} \quad . \quad (2.9)$$

Aufgrund der höheren Beweglichkeit der Elektronen stellt sich im Mittel ein negatives Floatingpotential $\Phi_{fl} < 0$ auf der Partikeloberfläche ein.

Für ein bekanntes Potential auf der Partikeloberfläche lässt sich die Partikelladung mit Hilfe des Modells eines Kugelkondensators bestimmen. Berücksichtigt man dabei die Abschirmung durch das umgebende Plasma, so ergibt sich für ein Partikel mit einem Radius a_d eine Ladung von

$$Q_d = Z_d e = 4\pi\epsilon_0 a_d \Phi_{fl} \left(1 + \frac{a_d}{\lambda_D} \right) \quad , \quad (2.10)$$

wobei Z_d die Anzahl der Elementarladungen e bezeichnet.

Für die Berechnung des Ionen- und Elektronenstroms und somit des Floatingpotentials existieren eine Reihe von Theorien [55–58], die ursprünglich für die Beschreibung von Strömen auf Sonden in einem Plasma entwickelt wurden. Die bekannteste ist dabei die Orbital-Motion-Limit (OML)-Theorie [55] von Mott-Smith und Langmuir. Auf die Herleitung des Ionen- und Elektronenstroms nach der OML-Theorie soll hier im Detail nicht weiter eingegangen werden, jedoch lässt sich für typische Laborplasmen mit $T_e \gg T_i$ das Floatingpotential über die Näherung $\Phi_{fl} \approx -2k_B T_e / e$ abschätzen. Zusammen mit Gleichung 2.10 lässt sich hiermit die Ladung auf einem Partikel mit der Faustformel

$$Q_d \approx 1400 \frac{a_d}{\mu m} \frac{T_e}{eV} \quad (2.11)$$

abschätzen, wobei T_e die Elektronentemperatur in Elektronenvolt und a_d der Partikelradius in Mikrometer sind.

Die OML-Theorie setzt eine isotrope Geschwindigkeits- und Dichteverteilung der Ionen und Elektronen, sowie ihre Stoßfreiheit mit dem Neutralgas voraus. Diese Voraussetzungen sind jedoch in den meisten Plasmen nicht erfüllt. Bereits bei Neutralgasdrücken oberhalb von wenigen Pascal sind Stoßprozesse zwischen Ionen und Neutralgasatomen nicht mehr zu vernachlässigen. Hinzu kommt, dass die Driftgeschwindigkeit v_i der Ionen in der Nähe der Schichtkante des Plasmas sehr viel höher als die thermische Geschwindigkeit $v_{th,i}$ der Ionen sein kann. Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen lässt sich dann nicht mehr durch eine isotrope

Maxwell-Verteilung beschreiben. Dies führt zu einem erhöhten Ionenstrom auf das Partikel [59], wodurch die Nettoladung des ansonsten negativ geladenen Partikels abnimmt. Daher wird die Ladung auf den Partikeln durch die OML-Theorie generell zu hoch abgeschätzt.

Eine weitere bekannte Theorie für die Berechnung der Ströme ist die ABR-Theorie [56] von Allen, Boyd und Reynolds. Die Voraussetzungen für Gültigkeit der ABR-Theorie sind eine im Vergleich zur Elektronentemperatur vernachlässigbare Ionentemperatur ($T_e \gg T_i$) und eine mittlere freie Weglänge der Ionen zwischen zwei Stößen, die sehr viel größer ist als der Partikelradius ($\lambda_{mfp} \gg a_d$). In HF-Entladungen bei niedrigen Neutralgasdrücken von einigen Pascal ($\lambda_{mfp} = 245 \mu\text{m}$ bei $p = 10 \text{ Pa}$) und den typischen Partikelgrößen ($a_d < 20 \mu\text{m}$), die für die meisten Untersuchungen in staubigen Plasmen verwendet werden, sind beide Voraussetzungen erfüllt und die ABR-Theorie somit gültig.

2.3 Kräfte auf Staubpartikel

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bisher nur die Aufladung und die Wechselwirkung der Partikel untereinander behandelt. In einem Plasma wirkt jedoch noch eine Reihe weiterer Kräfte auf ein Partikel. Das Verhältnis dieser Kräfte zueinander und das daraus resultierende Einfangpotential haben einen wesentlichen Einfluss auf die Struktur staubiger Plasmen. Da sie ebenfalls für die Beschreibung des Partikeleinfangs in Abschnitt 2.4 benötigt werden, sollen im folgenden Abschnitt die auf ein Partikel wirkenden Kräfte im Einzelnen vorgestellt werden.

Gravitation

Bis auf wenige Ausnahmen [26–28] werden Experimente zu staubigen Plasmen in Laboren durchgeführt, das bedeutet, dass sich die Partikel im Gravitationsfeld der Erde befinden. Die Gravitationskraft auf sphärische Staubpartikel mit einem Radius a_d ist gegeben durch

$$\vec{F}_g = m_d \vec{g} = \frac{4}{3} \pi a_d^3 \rho_d \vec{g} \quad . \quad (2.12)$$

Dabei sind $\vec{g} = 9,81 \text{ ms}^{-2}$ die Erdbeschleunigung, m_d die Masse des Partikels und ρ_d die Dichte des Partikelmaterials. Gleichung 2.12 zeigt, dass die Gravitationskraft proportional zu a_d^3 ist. Für Staubpartikel ab einer Größe von wenigen Mikrometern wird die Gravitationskraft daher die dominierende Kraft auf die Partikel. Für die Levitation und somit für den Einfang der Partikel in einem Plasma ist es daher notwendig, die Gravitationskraft mit Hilfe anderer Kräfte zu kompensieren.

Elektrische Feldkraft

Die Kraft, die auf ein geladenes Partikel aufgrund eines elektrischen Feldes \vec{E} wirkt, ist gegeben durch

$$\vec{F}_E = Q_d \vec{E} = 4\pi\epsilon_0 a_d \Phi_{fl} \vec{E} \quad . \quad (2.13)$$

Mit dem in Abschnitt 2.2 vorgestellten Kapazitätsmodell folgt, dass die Kraft auf das Partikel linear mit dessen Größe zunimmt. Allerdings treten im Plasmavolumen aufgrund der Quasineutralität ($n_i = n_e$) keine signifikanten elektrischen Felder auf, jedoch können die elektrischen Felder in der Randschicht eines Plasmas ausreichend stark für eine Levitation der Partikel sein, siehe Abschnitt 2.4.1.

Ionenwindkraft

Die durch Ionen auf ein Staubpartikel ausgeübte Kraft wird als Ionenwindkraft bezeichnet. Die Impulsübertragung erfolgt hierbei sowohl durch direkte Stöße zwischen Ionen und dem Staubpartikel als auch durch Streuung der Ionen durch das Coulombpotential der Staubpartikel. Die Ionenwindkraft ist gegeben durch

$$\vec{F}_{ion} = m_i \int \vec{v}_i v f_i(\vec{v}_i) [\sigma_{direkt}(v) + \sigma_{coul}(v)] d\vec{v}_i \quad , \quad (2.14)$$

hierbei sind \vec{v}_i und m_i die Ionengeschwindigkeit und die Ionenmasse, $f_i(\vec{v}_i)$ die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und $\sigma_{direkt}(v)$ und $\sigma_{coul}(v)$ die geschwindigkeitsabhängigen Wirkungsquerschnitte für die Impulsübertragung durch direkte Stöße beziehungsweise durch Coulombstreuung. Der Wirkungsquerschnitt für den Impulsübertrag durch direkte Stöße lautet

$$\sigma_{direkt}(v) = \pi a_d^2 (1 + 2\rho_0/a_d) \quad , \quad (2.15)$$

dabei bezeichnet $\rho_0(v) = Ze^2/4\pi\epsilon_0 m v^2$ den Coulombradius. Der Wirkungsquerschnitt für den Impulsübertrag durch Coulombstreuung ist gegeben durch

$$\sigma_{coul}(v) = 4\pi \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \frac{\rho d\rho}{1 + (\rho/\rho_0)^2} = 4\pi \rho_0^2 \Gamma(v) \quad . \quad (2.16)$$

Nach Khrapak *et al.* [60] lautet der Coulomblogarithmus

$$\Gamma(v) = \ln \left[\frac{\rho_0(v) + \lambda_D}{\rho_0(v) + a_d} \right] \quad . \quad (2.17)$$

Im Gegensatz zum Modell von Barnes *et al.* [61], das als maximalen Stoßparameter und somit als obere Integrationsgrenze die Debyelänge wählt ($\rho_{max} = \lambda_D$), berücksichtigt das Modell von Khrapak alle Ionen, deren maximaler Abstand zum Partikel während des Streuprozesses unterhalb der Debyelänge liegt. Ausführliche Simulationen zum Ionenwind wurden von Hutchinson [62, 63] vorgenommen. Die Ionenwindkraft kann einen wesentlichen Einfluss auf die Struktur staubiger Plasmen ausüben. In ausgedehnten dreidimensionalen Plasmakristallen führt der Ionenwind zu einem staubfreien Bereich im Zentrum des Kristalls, einem so genannten *void* [64–67].

Neutralgasreibung

Die Reibung mit dem Neutralgas führt zu einer Verringerung der Partikelbewegung und somit zu einer Dämpfung des gesamten Systems. Dabei wird die Kraft auf ein

Partikel durch Stöße zwischen dem Partikel und den Neutralgasmolekülen hervorgerufen. Diese Reibungskraft kann mit Hilfe der Epstein-Formel [68] beschrieben werden

$$\vec{F}_N = -\delta \frac{4}{3} \pi a_d^2 m_n \bar{v}_{th,n} n_n \vec{v}_d \quad . \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnet

$$\bar{v}_{th,n} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_B T_n}{m_n}} \quad (2.19)$$

die mittlere thermische Geschwindigkeit des Gases. In die Gleichung 2.18 gehen der geometrische Streuquerschnitt der Partikel $\sigma = \pi a_d^2$, die Gasdichte n_n , die Masse der Gasmoleküle m_n und die Relativgeschwindigkeit \vec{v}_d zwischen Partikel und Neutralgas ein. Der Impulstransfer zwischen den Gasmolekülen und den Staubpartikeln wird weiter durch den Millikan-Koeffizienten δ bestimmt. Dieser gibt an, wie die Neutralgasmoleküle an der Oberfläche der Partikel reflektiert werden und liegt zwischen $\delta = 1$ für spiegelnde Reflexion und $\delta = 1,44$ für diffuse Reflexion [69]. Mit Hilfe einiger Umformungen lässt sich Gleichung 2.18 in die bekannte Form einer Reibungskraft bringen

$$\vec{F}_N = -\beta m_d \vec{v}_d \quad \text{mit} \quad \beta = \delta \frac{8}{\pi} \frac{p}{a_d \rho_d \bar{v}_{th,n}} \quad . \quad (2.20)$$

β wird dabei als Reibungskoeffizient bezeichnet. Der Neutralgasdruck p ergibt sich nach der idealen Gasgleichung

$$p = n_n k_B T_n \quad . \quad (2.21)$$

Gleichung 2.20 zeigt, dass die Reibungskraft und somit auch die Dämpfung direkt proportional zum Neutralgasdruck p ist. Des Weiteren ist die Reibungskraft umgekehrt proportional zum Partikeldurchmesser. Das bedeutet, dass bezogen auf ihre Masse, die Dämpfung für größere Partikel geringer ist. Diese beiden Punkte werden für den Einfang finiter Staubwolken bei geringen Dämpfungsraten in Abschnitt 5.3 von entscheidender Bedeutung sein.

Thermophorese

Die Thermophorese spielt besonders für den Einfang finiter dreidimensionaler Staubwolken eine wichtige Rolle. Dabei führt ein Temperaturgradient $\vec{\nabla} T_n$ im Neutralgas eines Plasmas zu einer thermophoretischen Kraft \vec{F}_{th} auf die Partikel. Den dahinter stehenden Mechanismus kann man sich folgendermaßen vorstellen: Der Temperaturgradient führt zu einer anisotropen Geschwindigkeitsverteilung der Gasmoleküle [70, 71]. Daraufhin bewegen sich weniger schnelle und mehr langsame Gasmoleküle in die Richtung des Temperaturgradienten als in die andere Richtung. Daraus resultiert im Mittel ein höherer Impulsübertrag durch Stöße mit den Gasmolekülen auf die Seite des Partikels, die zum Bereich mit höherer Gastemperatur zeigt. Die daraus resultierende Kraft wirkt entgegen der Orientierung des Temperaturgradienten und beschleunigt somit Partikel in Richtung des kälteren Neutralgases.

Rothermel *et al.* [72] konnten zeigen, dass es mit Hilfe eines Temperaturgradienten möglich ist, die Gravitationskraft auf die Partikel in einem staubigen Plasma zu kompensieren. Ein analytisches Modell für die thermophoretische Kraft auf sphärische Partikel führt nach Talbot *et al.* [73] zu

$$\vec{F}_{th} = -\frac{32}{15} \frac{a_d^2}{\bar{v}_{th,n}} \Lambda \vec{\nabla} T_n \quad . \quad (2.22)$$

Hierbei bezeichnet Λ die Wärmeleitfähigkeit des Neutralgases und $\bar{v}_{th,n}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle.

2.4 Einfang von Staubpartikeln

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die auf ein Partikel wirkenden Kräfte beschrieben worden sind, sollen nun einige Beispiele für den Einfang von Staubpartikeln in einem Plasma vorgestellt werden. Dabei sollen besonders die strukturellen Unterschiede zwischen den einzelnen Partikelsystemen von Interesse sein. Zunächst werden zweidimensionale (2D) und 2,5-dimensionale Partikelsysteme in der Randschicht einer Hochfrequenz (HF)-Entladung vorgestellt. Anschließend wird auf den Einfang von finiten dreidimensionalen (3D) Systemen eingegangen, da zur Zeit in verschiedenen Gebieten intensiv am Verständnis dieser Systeme gearbeitet wird.

2.4.1 Staubige Plasmen in der Randschicht einer HF-Entladung

Für die meisten Untersuchungen in staubigen Plasmen werden Partikel von einigen Mikrometern Größe verwendet. Aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Trägheit können diese Partikel nicht dem oszillierenden HF-Feld folgen, wodurch nur das zeitlich gemittelte elektrische Feld auf die Partikel wirkt. In der Randschicht eines Plasmas können diese Felder sehr stark sein. Die daraus resultierende elektrische Feldkraft auf die Partikel ist ausreichend, um die Gravitationskraft zu kompensieren und die Partikel zu levitieren. Das vertikale Einfangpotential weist dabei einen parabelförmigen Verlauf auf [21]. Der horizontale Einschluss der Partikel erfolgt entweder durch das positive Plasmapotential, das den negativ geladenen Staub innerhalb der Entladung hält, oder durch einen Metallring von wenigen Millimetern Dicke auf der Elektrode, der das elektrische Potential in der Randschicht in geeigneter Weise verformt [75]. Abhängig von den Entladungsbedingungen können sich diese Systeme aus identischen Partikeln sowohl in einer flüssigen, als auch in einer kristallinen Phase mit sehr hoher Partikelordnung, so genannte *Plasmakristalle* [10–12], befinden.

Die Struktur dieser Plasmakristalle ist dabei von der Partikelanzahl und der Form des horizontalen Einschlusses bestimmt. Während ausgedehnte Plasmakristalle, die nur durch das Plasmapotential am Rand begrenzt werden, eine hexagonale Ordnung der Partikel untereinander aufweisen, ordnen sich die Partikel in kleinen Systemen, die zum Beispiel durch einen Metallring begrenzt sind, aufgrund der Konkurrenz zwischen der abstoßenden Wechselwirkung zwischen den Partikeln und

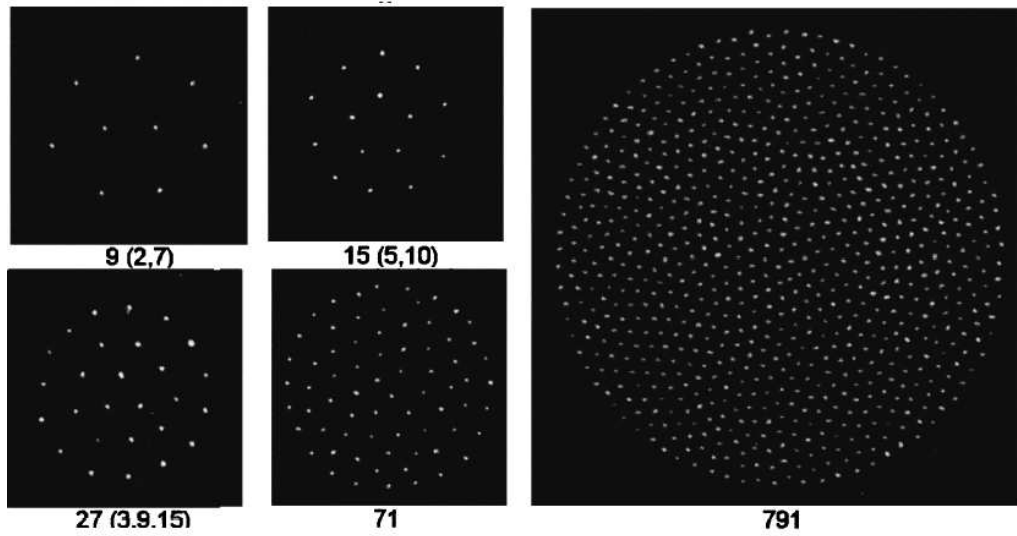


Abbildung 2.1: Zweidimensionale Plasmakristalle mit unterschiedlicher Partikelanzahl eingefangen, in der Randschicht einer HF-Entladung. Mit zunehmender Partikelanzahl geht die Anordnung der Partikel von konzentrischen Ringen in eine hexagonale Ordnung über. Aus [74].

dem horizontalen Einfangpotential in konzentrischen Ringen an. Abbildung 2.1 zeigt Plasmakristalle mit unterschiedlicher Partikelanzahl. Für kleine Systeme überwiegt der Einfluss des horizontalen Einfangpotentials, wodurch sich die Partikel in konzentrischen Ringen anordnen. Mit zunehmender Partikelanzahl nimmt der Einfluss des Einfangpotentials im Zentrum des Plasmakristalls jedoch ab, so dass die Partikel auch hier, wie bei den ausgedehnten Plasmakristallen, eine hexagonale Ordnung untereinander zeigen. In den letzten Jahren wurden zahlreiche Untersuchungen bezüglich der Struktur und der thermodynamischen Eigenschaften von Plasmakristallen in der Randschicht durchgeführt. Dabei konnten zum Beispiel durch Lasermanipulation Wellen angeregt [18, 19] oder Phasenübergänge induziert [20–25] werden.

Eine drastische Erhöhung der Partikelanzahl führt zur Bildung mehrlagiger Plasmakristalle, so genannter *2,5D Systeme*. Abbildung 2.2a zeigt die Draufsicht auf einen solchen mehrlagigen Plasmakristall. Auch hier erkennt man wieder die hexagonale Ordnung der Partikel in der Ebene. Die Seitenansicht des selben Kristalls in Abbildung 2.2b zeigt, dass es sich hierbei um einen zweilagigen Plasmakristall handelt. Im Gegensatz zu einem isotropen dreidimensionalen Kristallgitter ordnen sich die Partikel in übereinanderliegenden Lagen in vertikale Ketten untereinander an [10, 20, 21]. Die Ursache hierfür liegt in einem Fokus der Ionen unterhalb der Partikel [76]. Der zur Elektrode strömende Ionenwind wird durch das negative Potential der Partikel fokussiert und bildet eine positive Raumladung, die wiederum anziehend auf ein anderes negativ geladenes Partikel wirkt, welches sich daraufhin direkt unterhalb des oberen Partikels anordnet. Die hexagonale Ordnung der Partikel in den einzelnen Lagen, verbunden mit der Bildung vertikaler Ketten, führt zu

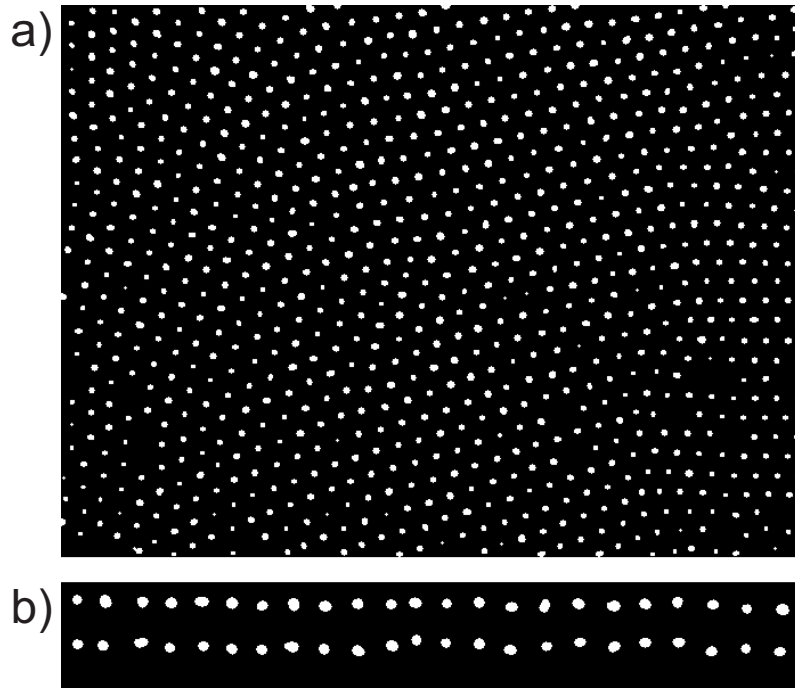


Abbildung 2.2: a) Draufsicht auf einen ausgedehnten Plasmakristall in der Randschicht einer HF-Entladung. b) Seitenansicht des selben Plasmakristalls. Die Partikel in übereinanderliegenden Ebenen ordnen sich aufgrund des Ionenfokuses in vertikale Ketten untereinander an. Aus [21].

einer einfach-hexagonalen Volumenordnung in diesen 2,5D Systemen.

Einige Experimente haben gezeigt, dass es unter bestimmten experimentellen Bedingungen möglich ist, die Stärke des Ionenfokuses zu reduzieren. Dazu gehören neben der Verwendung kleinerer Partikel [77], die aufgrund ihrer geringeren Ladung eine verminderte fokussierende Wirkung auf den Ionenwind ausüben, noch eine Erhöhung des Neutralgasdruckes [78, 79], wodurch ebenfalls ein Fokus der Ionen durch Stöße mit den Neutralgasatomen reduziert wird. Die auf diese Weise erzeugten Plasmakristalle zeigen eine Volumenordnung mit kubisch-innenzentrierter Kugelpackung (bcc), kubisch-dichtester Kugelpackung (fcc) oder hexagonal-dichtester Kugelpackung (hcp), wobei Bereiche mit bcc, fcc und hcp Ordnung nebeneinander in einem Kristall auftreten können [78, 79].

2.4.2 Yukawa-Balls

Im Plasmavolumen treten aufgrund der dort herrschenden Quasineutralität ($n_e \approx n_i$) nur sehr geringe elektrische Felder auf. Die daraus resultierende elektrische Feldkraft ist nicht ausreichend, um die Gravitationskraft auf Staubpartikeln von einigen Mikrometern Größe zu kompensieren. Eine Möglichkeit, um dennoch Staubpartikel außerhalb der Randschicht einfangen zu können, bieten Experimente unter Schwerelosigkeit, zum Beispiel auf Raumstationen [26–28] oder auf Parabelflügen [29–31].

In Laborplasmen lässt sich die Gravitationskraft mit Hilfe eines Temperaturgra-

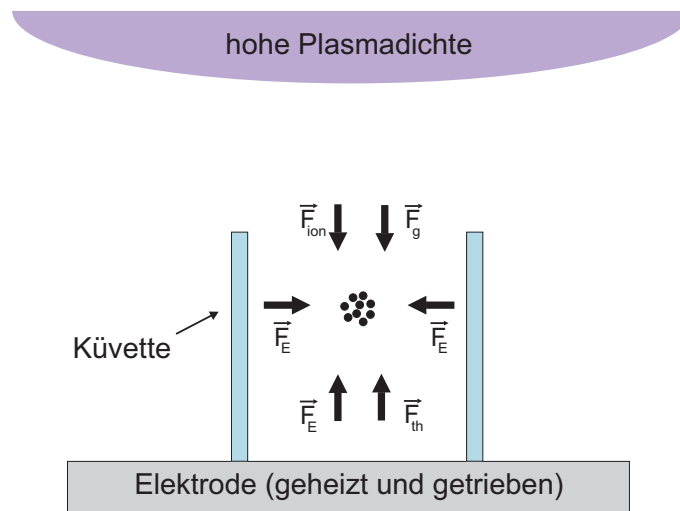


Abbildung 2.3: Kräfte auf die Partikel innerhalb der Küvette. Die Gravitationskraft und die Ionenwindkraft werden durch die thermophoretische und elektrische Feldkraft kompensiert. Die elektrische Feldkraft sorgt zusätzlich für den vertikalen Einfang.

dienten im Neutralgas kompensieren [35, 72]. Besonders von Bedeutung ist diese Methode für den Einschluss finiter Staubkristalle. Da die thermophoretische Kraft entgegen der Richtung des Temperaturgradienten $\vec{\nabla}T_n$ wirkt, führt ein Heizen der unteren Elektrode zu einer aufwärts gerichteten Kraft auf die Partikel. Abbildung 2.3 zeigt die Fallengeometrie und die auf die Partikel wirkenden Kräfte. Die Ionenwindkraft und die Gravitationskraft werden hierbei durch die elektrische Feldkraft und die thermophoretische Kraft kompensiert. Für den horizontalen Einschluss der Partikel dient eine Küvette aus Glas ohne Deckel und Boden. Auf diese Weise lassen sich sphärische Staubwolken einfangen, so genannte *Yukawa-Balls* [33, 35].

In ihrer Struktur unterscheiden sich Yukawa-Balls von den Kristallen in der Plasmarandschicht aus Abschnitt 2.4.1. Abbildung 2.4a zeigt die Anordnung der Partikel auf ineinander geschachtelten Schalen, dabei weisen die Partikel innerhalb einer Schale eine hexagonale Ordnung auf, siehe Abbildung 2.4b. Ein solcher Schalenaufbau ist auch von anderen stark gekoppelten Systemen bekannt. Kristalle aus lasergekühlten Ionen in Penning-Fallen zeigen ebenfalls eine Schalenstruktur [80]. Zwar herrscht innerhalb der Ionenkristalle die unabgeschirmte Coulombwechselwirkung, dennoch können aufgrund der Ähnlichkeit zwischen Ionenkristallen und Yukawa-Balls die Ergebnisse beider Systeme miteinander verglichen werden.

Seit ihrer Entdeckung wurden zahlreiche Untersuchungen mit Hilfe von Experimenten und Simulationen zu den Yukawa-Balls durchgeführt. Dazu gehörten unter anderem die Analyse der Eigenmoden [81–83], Besetzungsstatistik der einzelnen Schalen [41, 84–86] und die Struktur und Häufigkeit von metastabilen Partikelkonfigurationen [39, 40, 87].

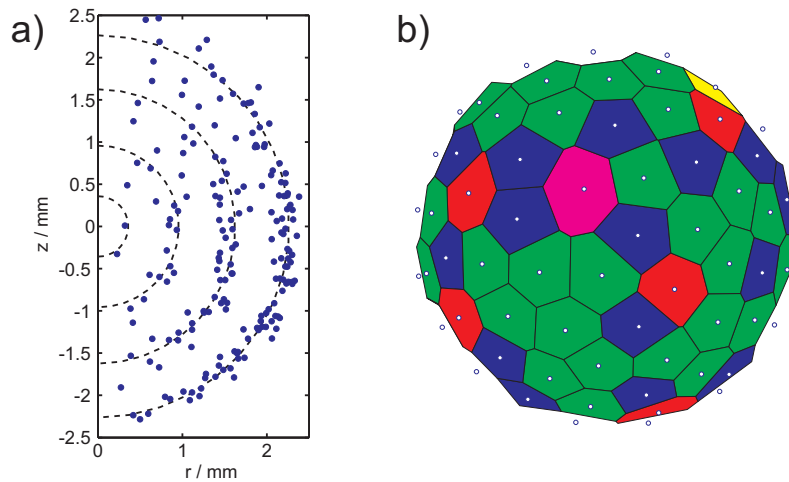


Abbildung 2.4: a) Die Projektion der Zylinderkoordinaten der Partikel eines Yukawa-Balls in die rz -Ebene. Man erkennt, dass Yukawa-Balls eine ausgeprägte Schalenstruktur aufweisen. b) Die Analyse der Wigner-Seitz Zellen zeigt eine hexagonale Anordnung der Partikel innerhalb einer Schale.

2.5 Zusammenfassung

Partikel in einer Plasmaentladung können auf ihrer Oberfläche eine Ladung von mehreren tausend Elementarladungen erreichen. Die hohe Partikelladung führt zu einer starken Kopplung zwischen den Partikeln, wodurch diese Systeme neben gasförmigen und flüssigen auch kristalline Zustände aufweisen können. Die Struktur dieser staubigen Plasmen ist dabei maßgeblich durch die Form des externen Einfangpotentials und der Wechselwirkung der Partikel untereinander bestimmt. Während zweidimensionale Systeme inzwischen gut erforscht sind, stellt die Beobachtung dreidimensionaler Systeme eine besondere Herausforderung dar.

Im nachfolgenden Kapitel 3 werden die momentan verfügbaren Diagnostiken, die sich für die Beobachtungen dreidimensionaler Partikelsysteme eignen, vorgestellt.

3 3D Diagnostiken

Für die Strukturanalyse dreidimensionaler Partikelsysteme und insbesondere für die Untersuchung dynamischer Prozesse in diesen Systemen ist eine instantane Bestimmung aller Partikelkoordinaten im Volumen erforderlich. Neben den hierfür benötigten hohen Orts- und Zeitaufhebungsvermögen werden noch weitere Anforderungen an die verwendete Diagnostik gestellt. Das zugängliche Beobachtungsvolumen sollte ausreichend groß sein, um auch Systeme mit höherer Partikelanzahl beobachten zu können. Und schließlich stellt der technische und zeitliche Aufwand, der für die Aufnahme und die anschließende Nachbearbeitung der Rohdaten notwendig ist, ein wesentliches Kriterium für die Praktikabilität der Diagnostik dar.

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die momentan verfügbaren 3D Diagnostiken zur Untersuchung dreidimensionaler Partikelwolken geben. Hierfür werden die einzelnen Diagnostiken vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile diskutiert.

3.1 Videomikroskop

Ein Videomikroskop stellt im eigentlichen Sinne keine 3D Diagnostik dar, soll hier aber der Vollständigkeit halber beschrieben werden, da die ersten Untersuchungen zur dreidimensionalen Struktur staubiger Plasmen [33, 78, 79] mit dieser Diagnostik erfolgten.

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau eines so genannten *scannenden Videomikroskops*. Dabei sind eine Kamera mit zugehörigem Objektiv und ein Beleuchtungslaser senkrecht zueinander starr auf einem Verfahrtsch montiert. Die Partikel werden durch einen vertikalen Laserfächer beleuchtet und ihr Streulicht mit Hilfe der Kamera aufgezeichnet, wobei die Fokalebene des Kameraobjektives in der Ebene des Laserfächers liegt. Bezogen auf die Partikelgröße und die typischen Abstände zwischen den Partikeln gelten staubige Plasmen als hinreichend transparente Objekte. Somit ist es mit diesem Aufbau möglich, durch ein Verfahren des Tisches einzelne Schnittebenen der Staubwolke aufzunehmen.

Mittels geeigneter Algorithmen zur Partikeldetektion [88, 89] kann ein Ortsauflösungsvermögen unterhalb der Pixelgröße in einer Schnittebene erreicht werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Pixelgröße des Kamerasensors noch mit dem Vergrößerungsfaktor des Objektivs skaliert werden muss. Die Bestimmung der Position entlang des Fahrweges erfolgt dann anhand des Intensitätsverlaufs des Partikels in den einzelnen Schnittebenen. Das hierbei erreichbare Auflösungsvermögen ist von der Schrittweite zwischen den einzelnen Ebenen und der Dicke des Laserfächers abhängig. Zwar kann innerhalb einer ausgewählten Schnittebene un-

ter Verwendung einer Kamera mit entsprechender Bildwiederholrate ein sehr hohes Zeitauflösungsvermögen erzielt werden, dennoch benötigt das Verfahren des Tisches abhängig vom gewünschten Beobachtungsvolumen mehrere Sekunden. Folglich ist eine instantane Messung aller Partikelkoordinaten im Volumen nicht möglich und diese Diagnostik somit nur für die Untersuchung statischer Strukturen oder die Beobachtung dynamischer Prozesse in ausgewählten Schnittebenen [31,90,91] geeignet.

Eine Weiterentwicklung des scannenden Videomikroskops wurde von Samsonov *et al.* [92] vorgestellt. Bei diesem Aufbau wird der Laserfächer durch zwei Galvanometerspiegel über das Objekt verfahren, wobei die Kameraposition nicht verändert wird. Mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera lassen sich mit diesem Aufbau sehr hohe Verfahrgeschwindigkeiten und somit ein höheres Zeitauflösungsvermögen erreichen. Da jedoch die Kameraposition und somit Fokalebene der Kamera nicht variiert wird, ist die Tiefe des Beobachtungsvolumens durch die Schärfentiefe des Kameraobjektives auf wenige Millimeter beschränkt. Daher eignet sich dieser Aufbau eher für die Beobachtung von 2,5D Systemen, siehe Abschnitt 2.4.1.

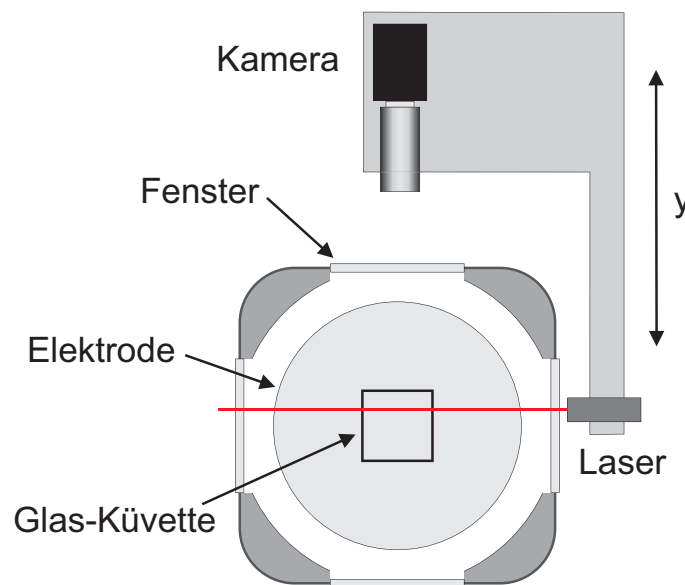


Abbildung 3.1: Aufbau eines scannenden Videomikroskops. Kamera und Beleuchtungslaser sind senkrecht zueinander auf einem Verfahrtsch montiert. Die Fokalebene des Kameraobjektives befindet sich in der Laserebene. Durch ein Verfahren des Tisches können einzelne Schnittebenen der Staubwolke aufgenommen werden.

3.2 Stereoskopie

Die Stereoskopie nutzt die simultane Beobachtung aus unterschiedlichen Perspektiven für die dreidimensionale Aufnahme eines Objekts. Abbildung 3.2 zeigt einen aktuellen Stereoskopie-Aufbau, wie er zur Zeit für die Untersuchung finiter Staubwolken verwendet wird [36, 38–40]. Der Aufbau besteht aus drei Kameras, die jeweils paarweise senkrecht zueinander orientiert sind. Prinzipiell sind für einen Stereoskopie-Aufbau bereits zwei Kameras ausreichend, jedoch kann es hier dazu kommen, dass sich Partikel hintereinander entlang der optischen Achse einer Kamera anordnen und das hintere Partikel durch das vordere verdeckt wird. Dieses *abgeschattete* Partikel ist somit nicht mehr im Kamerabild zu sehen und seine Position steht für die anschließende 3D Rekonstruktion nicht mehr zur Verfügung. Die Verwendung einer dritten Kamera reduziert diesen Effekt erheblich, da zumindest in zwei von drei Kameras alle Partikel zu sehen sein sollten. Die Beleuchtung der Partikel erfolgt über eine Volumenbeleuchtung mittels aufgeweiteter Laserstrahlen von zwei Seiten her, wobei zwei Kameras jeweils das Streulicht in Vorwärtsrichtung aufnehmen. Die dritte Kamera nimmt das Streulicht der Partikel senkrecht zur Beleuchtungsrichtung auf, siehe Abbildung 3.2.

Auf diese Weise werden synchron drei Bilder des Objekts aus unterschiedlichen Perspektiven aufgezeichnet. Die 3D Rekonstruktion erfolgt in zwei Schritten. Zunächst erfolgt in allen Bildern eine separate 2D Partikelerkennung, wie sie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt worden ist. Für die anschließende Bestimmung der 3D Positionen wird ein Kameramodell benötigt. Dieses beinhaltet neben der Orientierung der Kameras zueinander noch die Vergrößerungsfaktoren und weitere Abbildungseigenschaften der Objektive. Die Erstellung eines solchen Kameramodells erfordert eine aufwändige Kalibrierung des kompletten Kamerasystems und ist daher zeitintensiv. Aufgrund der orthogonalen Anordnung der Kameras besitzt jedes Kamerapaar eine gemeinsame Koordinate, welche für die nachfolgende Zuordnung der Partikelkoordinaten als Referenz genutzt werden kann.

Da jede Kamera für sich genommen ein Videomikroskop darstellt, ist das erreichbare Ortsauflösungsvermögen entsprechend hoch. Hinzu kommt, dass abhängig von den verwendeten Kameras ein sehr hohes Zeitauflösungsvermögen erzielt werden kann. Hochgeschwindigkeitskameras mit bis zu 500 Bildern pro Sekunde erlauben die Beobachtung dynamischer Prozesse im Volumen, zum Beispiel die Untersuchung von Wellenphänomenen in staubigen Plasmen [31, 90, 91, 93–98]. Das Beobachtungsvolumen ist durch die Schärfentiefe der verwendeten Objektive, also den Bereich entlang der optischen Achse, über den ein Partikel fokussiert abgebildet werden kann, begrenzt. Mit Hilfe telezentrischer Objektive kann ein Beobachtungsvolumen von bis zu einem Kubikzentimeter erreicht werden. Jedoch kommt es bei größeren Systemen ab einer Partikelanzahl von $N > 100$ wieder verstärkt zur Abschattung von Partikelpositionen, wodurch die Stereoskopie nicht für die Beobachtung großer Partikelsysteme geeignet ist.

Aufgrund ihres hohen Orts- und Zeitauflösungsvermögens ist die Stereoskopie eine vielversprechende Diagnostik für die Untersuchung staubiger Plasmen, jedoch ist sie durch die Größe des Beobachtungsvolumens und dem bei höheren Partikelanzahlen

verstärkt auftretenden Abschatten von Partikelpositionen eher auf kleine bis mittlere Systemgrößen beschränkt.

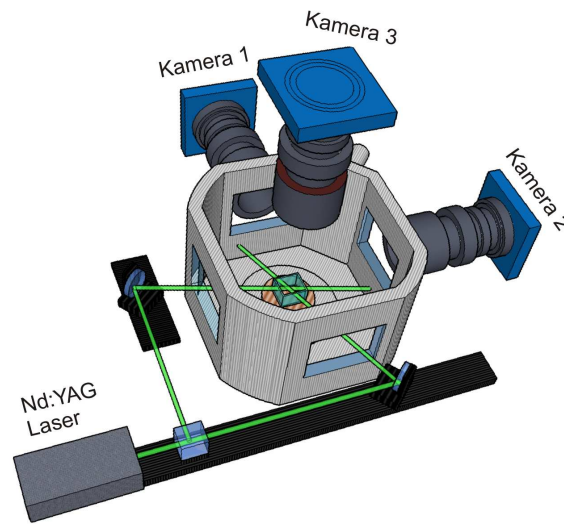


Abbildung 3.2: Stereoskopie-Aufbau mit drei Kameras. Die Beobachtung aus unterschiedlichen Perspektiven erlaubt eine anschließende Rekonstruktion der 3D Partikelkoordinaten. Die Kameras sind paarweise senkrecht zueinander orientiert. Die Beleuchtung der Partikel erfolgt mit Hilfe eines aufgeweiteten Laserstrahls von zwei Seiten her. Aus [39].

3.3 Farbgradient

Eine weitere Möglichkeit, die Tiefenposition der Partikel zu ermitteln, bietet die Methode des Farbgradienten [34]. Hierbei erfolgt die Beleuchtung der Partikel mit zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlänge, siehe Abbildung 3.3. Dabei überlappen sich beide Laserstrahlen und bilden einen Gradienten im Farbverlauf. Das Streulicht der Partikel wird über einen Strahlteiler mit Hilfe zweier Kameras, die senkrecht zueinander angeordnet sind, aufgezeichnet. Vor jeder Kamera befindet sich ein Farbfilter, der jeweils für eine der Wellenlängen der beiden Beleuchtungslaser durchlässig ist. Auf diese Weise erscheint ein Partikel in beiden Kamerabildern mit unterschiedlicher Intensität, je nachdem wie groß der Anteil des jeweiligen Lasers zur Beleuchtung war. Ist der Verlauf des Farbgradienten bekannt, so kann anhand des Intensitätsverhältnisses die Tiefenposition des Partikels bestimmt werden.

Das erreichbare Orts- und Zeitaufhebungsvermögen dieses Aufbaus ist vergleichbar hoch wie das eines Stereoskopie-Aufbaus. Jedoch wird auch hier wieder das Beobachtungsvolumen durch die Schärfentiefe der Kameraobjektive begrenzt. Hinzu kommt noch, dass für ein ausreichendes Ortsauflösungsvermögen der Tiefenposition der Verlauf des Farbgradienten möglichst steil sein muss, wodurch sich das Beobachtungsvolumen auf eine dünne Schicht von nur wenigen Millimetern [34] reduziert. Daher ist die Methode des Farbgradienten nur für die Beobachtung sehr kleiner Systeme geeignet.

Zwar ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich in dünnen Schichten zwei Partikel entlang der optischen Achse hintereinander anordnen und sich somit abschatten, geringer, jedoch könnte dieser Effekt theoretisch auch hier auftreten. Der Effekt der Partikelabschattung, das geringe Beobachtungsvolumen und der erhebliche Aufwand, der für die Kalibrierung des Farbgradienten notwendig ist, lassen die Methode des Farbgradienten für die Untersuchung größerer Systeme in staubigen Plasmen als eher ungeeignet erscheinen.

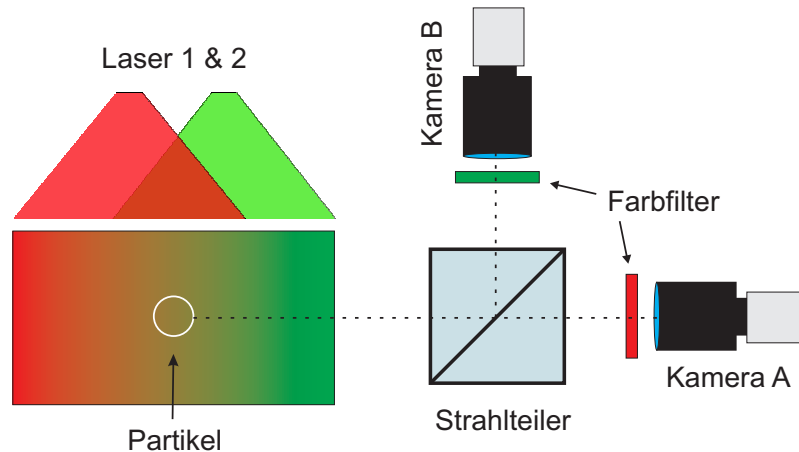


Abbildung 3.3: Prinzip der Farbgradienten-Methode. Die Partikel werden mit zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlänge beleuchtet und ihr Streulicht mit Hilfe zweier Kameras aufgezeichnet. Farbfilter vor den Kameras lassen jeweils nur das Streulicht eines Lasers hindurch. Ist der Verlauf des Farbgradienten bekannt, kann anhand des Intensitätsverhältnisses aus beiden Kamerabildern die Tiefenposition des Partikels ermittelt werden.

3.4 Holographie

Alle bisher vorgestellten Diagnostiken haben den gemeinsamen Nachteil, dass das Beobachtungsvolumen durch die Schärfentiefe der verwendeten Objektive begrenzt wird. Im Folgenden soll daher eine Diagnostik vorgestellt werden, die mit Hilfe eines linsenf freien Abbildungsverfahrens dieser Einschränkung nicht unterliegt.

Erstmalig vorgestellt wurde die Holographie 1948 von Gabor [43], der auf dieses Verfahren eher zufällig stieß, als er versuchte, das Auflösungsvermögen von Lichtmikroskopen zu verbessern. Dabei ist die Holographie ein zweistufiges Abbildungsverfahren, das auf den beiden physikalischen Prinzipien der Interferenz und Beugung optischer Wellen beruht.

Für die Aufnahme eines Hologramms wird die von einem beleuchteten Objekt ausgehende Objektwelle mit einer Referenzwelle auf der Oberfläche eines Aufnahmemediums überlagert. Das resultierende Interferenzmuster enthält sowohl die Amplituden- als auch die Phaseninformation der Objektwelle. Als

Aufnahmemedium wurden anfangs lichtempfindliche Photoplatten verwendet. Für die Rekonstruktion des Objekts wird die Photoplatte entwickelt und erneut mit der Referenzwelle beleuchtet. Dabei wird die Referenzwelle am Hologramm beziehungsweise am Interferenzmuster gebeugt, wodurch die ursprüngliche Objektwelle rekonstruiert wird und ein dreidimensionales Bild des Objekts entsteht. Da sowohl für die Aufnahme als auch für die Rekonstruktion keinerlei Linsen benötigt werden, tritt hier nicht das Problem der begrenzten Schärfentiefe auf, wodurch die Holographie theoretisch über eine unendliche Schärfentiefe verfügt.

Von digitaler Holographie [42] spricht man, wenn als Aufnahmemedium anstatt einer Photoplatte der Sensor einer digitalen Kamera verwendet wird. Dabei wird auch hier der Sensor ohne die Verwendung eines Objektivs direkt beleuchtet. Gegenüber der klassischen Holographie bietet die digitale Holographie eine Reihe von Vorteilen. Nicht nur, dass die nasschemische Entwicklung der Photoplatte entfällt, das Hologramm ist auch instantan digitalisiert und kann anschließend numerisch rekonstruiert werden.

Die digitale Holographie findet heutzutage in zahlreichen Forschungsbereichen Verwendung. Dazu gehören neben Anwendungen in der Biologie [44, 45] auch Untersuchungen zur Strömungsmechanik [46–49], bei denen ähnliche Partikel eingesetzt werden, wie sie auch für die Untersuchungen in staubigen Plasmen verwendet werden. Jedoch stellt die digitale Holographie staubiger Plasmen noch zusätzliche Herausforderungen dar. Zum einen befinden sich die Partikel, anders als in den bisherigen Anwendungen, in einem selbstleuchtenden Medium, dem Plasma. Somit ist fraglich, ob ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zwischen dem Streusignal der Partikel und dem Eigenleuchten des Plasmas erreicht werden kann. Und zum anderen muss der optische Aufbau für die digitale Holographie zum übrigen experimentellen Aufbau kompatibel sein. Hierbei stellt besonders die Plasmakammer mit ihren Abmessungen einen kritischen Punkt dar.

3.5 Zusammenfassung

Dieses Kapitel hat einen kurzen Überblick über die momentan verfügbaren 3D Diagnostiken zur Untersuchung dreidimensionaler Partikelwolken gegeben. Die vorgestellten Diagnostiken wiesen dabei zum Teil gemeinsame Vor- und Nachteile bezüglich der gestellten Anforderungen auf. Während die scannende Videomikroskopie für die Beobachtung dynamischer Prozesse in dreidimensionalen Systemen ungeeignet ist, verfügen die Methode des Farbgradienten und die Stereoskopie über das hierfür benötigte hohe Orts- und Zeitaufhebungsvermögen. Jedoch sind diese Diagnostiken aufgrund ihres geringen Beobachtungsvolumens auf die Untersuchung kleinerer bis mittlerer Partikelsysteme beschränkt. In dieser Hinsicht erscheint die digitale Holographie als viel versprechende Diagnostik für die Beobachtung dynamischer Prozesse in großen Partikelsystemen.

Im nachfolgenden Kapitel 4 wird nochmals ausführlicher auf die digitale Holographie eingegangen und ihre Anwendbarkeit auf staubige Plasmen diskutiert.

4 Digitale Holographie

Dieses Kapitel soll sich im Detail mit der in Abschnitt 3.4 kurz vorgestellten digitalen Holographie befassen. Hierfür wird zunächst eine Einführung in die Grundlagen der Holographie erfolgen. Anschließend wird auf die Besonderheiten der digitalen Holographie eingegangen werden. Dazu gehören neben der numerischen Rekonstruktion noch weitere Verfahren zur Positionsbestimmung der rekonstruierten Objekte. Abschließend werden zwei optische Aufbauten für die digitale Holographie staubiger Plasmen vorgestellt und ihre Leistungsfähigkeit bezüglich ihres Orts- und Zeitauflösungsvermögens diskutiert.

4.1 Grundlagen der Holographie

Für ein Verständnis der digitalen Holographie ist es notwendig, sich einen kurzen Überblick über die Grundlagen der Holographie zu verschaffen. Hierzu gehören neben den verschiedenen Aufbaugeometrien auch die mathematische Beschreibung der Aufnahme eines Hologramms und der anschließenden Rekonstruktion des Objekts. Des Weiteren werden einige Fachbegriffe eingeführt.

4.1.1 Aufbaugeometrien

Die beiden bekanntesten Aufbaugeometrien zur Aufnahme von Hologrammen sind zum einen die in-line Holographie nach Gabor [43] und zum anderen die off-axis Holographie nach Leith und Upatnieks [99].

In-line Holographie

Bei der in-line Holographie befindet sich die Lichtquelle auf einer Achse senkrecht zum Objekt und dem Aufnahmemedium, welches eine Photoplatte oder der Sensor einer Kamera sein kann, siehe Abbildung 4.1. Das Objekt wird von der Lichtquelle beleuchtet und ein Teil des Lichtes wird am Objekt gestreut. Dieses Streulicht bildet die Objektwelle. Der ungestreute Anteil des Beleuchtungslichtes dient als Referenzwelle. Davon ausgehend, dass das Beleuchtungslicht über eine ausreichende Kohärenzlänge verfügt, wird das resultierende Interferenzmuster aus der Überlagerung von Objekt- und Referenzwelle mit Hilfe des Aufnahmemediums aufgezeichnet und stellt das eigentliche Hologramm dar.

Für die Rekonstruktion des Objekts wird das Hologramm wieder mit der Referenzwelle beleuchtet. Dabei entsteht sowohl ein virtuelles Bild am ursprünglichen Ort des Objekts, als auch ein reelles Bild im gleichen Abstand hinter dem Hologramm entlang der optischen Achse, siehe Abbildung 4.2.

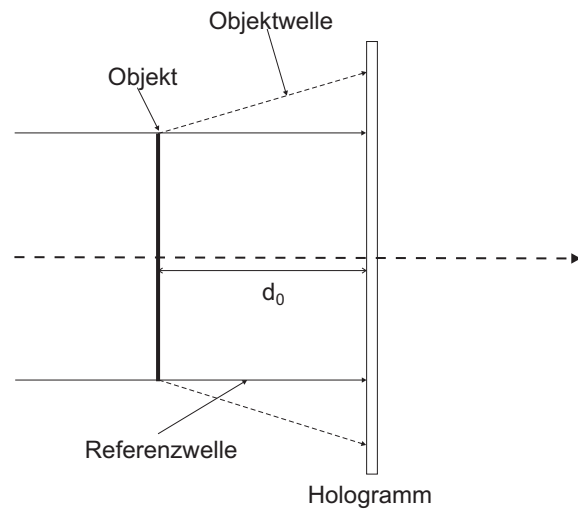


Abbildung 4.1: In-line Geometrie zur Aufnahme eines Hologramms. Ein Teil des Beleuchtungslichts wird an den Partikeln gestreut und bildet die Objektwelle. Der ungestreute Teil des Beleuchtungslichts dient als Referenzwelle. Das resultierende Interferenzmuster wird mit Hilfe des Aufnahmemediums aufgezeichnet.

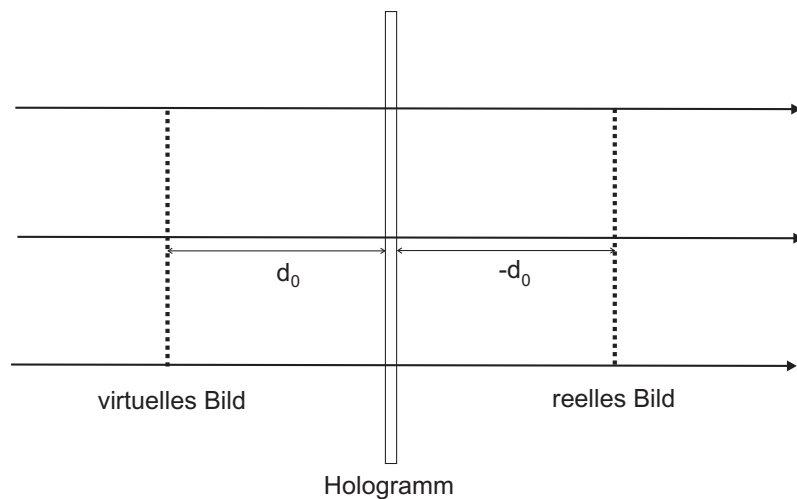


Abbildung 4.2: Rekonstruktion eines in-line Hologramms. Nach der Beleuchtung des Hologramms entstehen ein virtuelles und ein reelles Bild im gleichen Abstand auf beiden Seiten des Hologramms. Beide Bilder liegen auf einer Achse senkrecht zur Hologrammebene und überlagern sich.

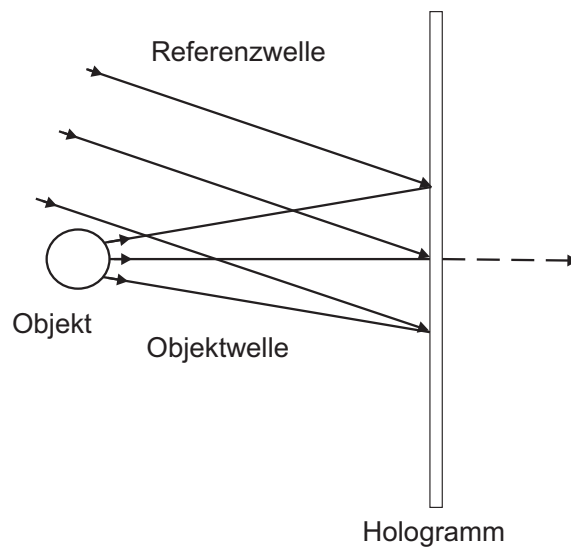


Abbildung 4.3: Off-axis Geometrie zur Aufnahme eines Hologramms. Objekt- und Referenzwelle treffen unter einem Winkel θ auf das Aufnahmemedium.

Die in-line Holographie zeichnet sich durch ihren vergleichsweise einfachen Aufbau aus, jedoch ist sie nur für die Aufnahme hinreichend transparenter Objekte geeignet. Des Weiteren lässt sich das Intensitätsverhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle nicht beliebig variieren. Die Intensität der Objektwelle, und somit das Verhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle, wird allein durch die Objekteigenschaften, wie zum Beispiel die Größe und der Brechungsindex des verwendeten Materials, bestimmt. Infolge dessen kann es dazu kommen, dass die Referenzwelle die Objektwelle überstrahlt und man nur sehr kontrastschwache Interferenzmuster erhält, die eventuell nicht mehr vom Aufnahmemedium aufgelöst werden können.

Off-axis Holographie

Bei der off-axis Holographie wird das Beleuchtungslicht zunächst durch einen Strahlteiler aufgeteilt. Der eine Teil des Lichts beleuchtet direkt das Aufnahmemedium und stellt somit die Referenzwelle dar. Der zweite Teil beleuchtet das Objekt. Das vom Objekt ausgehende reflektierte Licht bildet dabei die Objektwelle. Beide Wellen treffen unter einem Winkel θ auf dem Aufnahmemedium auf, siehe Abbildung 4.3.

Für die Rekonstruktion wird auch hier das Hologramm wieder mit der Referenzwelle beleuchtet und es entsteht ein virtuelles Bild am ursprünglichen Ort des Objekts. Das reelle Bild entsteht bei dieser Aufbaugeometrie jedoch unter dem Winkel θ verkippt zur Referenzwelle, siehe Abbildung 4.4.

Ein großer Vorteil der off-axis Holographie liegt darin, dass das Intensitätsverhältnis zwischen Objekt- und Referenzwelle durch Abschwächen der Referenzwelle beliebig variiert werden kann. Somit ist es möglich, auch Objektwellen mit geringer Intensität aufzunehmen. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die notwendige Belichtungszeit des Aufnahmemediums oder die Intensität des Beleuchtungslichtes entsprechend zunehmen muss. Des Weiteren ist es möglich,

mit Hilfe der off-axis Holographie auch nicht transparente Objekte aufzunehmen. Der Aufwand eines off-axis Aufbaus ist im Vergleich zum in-line Aufbau wesentlich größer und erfordert eine sorgfältige Justierung der optischen Komponenten, da der Gangunterschied zwischen Objekt- und Referenzwelle unterhalb der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle liegen muss.

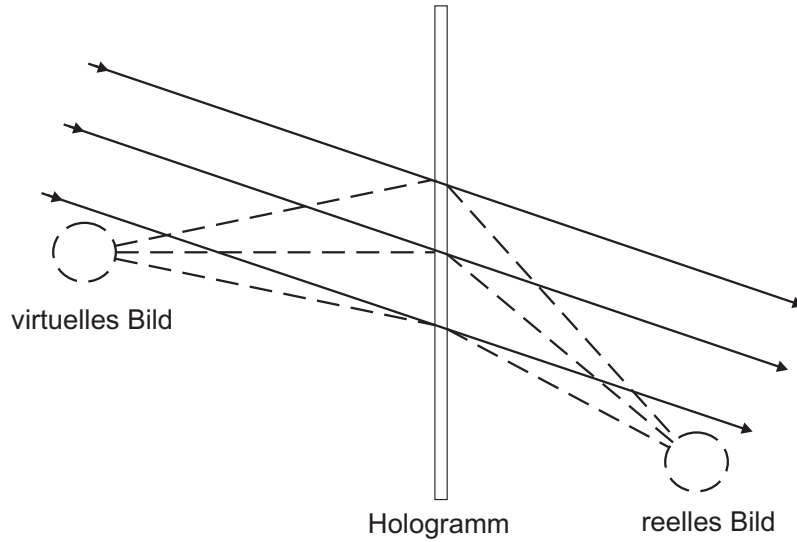


Abbildung 4.4: Rekonstruktion eines off-axis Hologramms. Nach der Beleuchtung des Hologramms entstehen wieder ein virtuelles und ein reelles Bild, nur sind diese nun zueinander verkippt.

4.1.2 Aufnahme eines Hologramms

Im Folgenden soll die Aufnahme und die Rekonstruktion eines Hologramms mathematisch beschrieben werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass zur Beleuchtung des Objekts eine monochromatische Lichtwelle verwendet wird und sich sowohl die Lichtquelle als auch das Objekt weit vom Aufnahmemedium entfernt befinden, wodurch die Referenz- und Objektwelle als ebene Welle angenommen werden können. Da nur die Ortsverteilung der Welle von Interesse ist, lässt sich die auf das Aufnahmemedium treffende Objektwelle durch

$$O(x,z) = a_O(x,z) \exp(i\varphi_O(x,z)) \quad (4.1)$$

beschreiben. Dabei ist $a_O(x,z)$ die Amplitude und $\varphi_O(x,z)$ die Phase der Objektwelle. Die Wellenfunktion der Referenzwelle lautet dementsprechend

$$R(x,z) = a_R(x,z) \exp(i\varphi_R(x,z)) \quad . \quad (4.2)$$

Die Intensitätsverteilung auf dem Aufnahmemedium ergibt sich nach

$$\begin{aligned}
 I(x,z) &= |O(x,z) + R(x,z)|^2 \\
 &= (O(x,z) + R(x,z)) \cdot (O(x,z) + R(x,z))^* \\
 &= R(x,z)R(x,z)^* + O(x,z)O(x,z)^* + O(x,z)R(x,z)^* + R(x,z)O(x,z)^* .
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die Amplitudentransmission $h(x,z)$ des verwendeten Aufnahmemediums ist proportional zur Intensität

$$h(x,z) = h_0 + \beta\tau I(x,z) . \tag{4.4}$$

Dabei sind h_0 und β Materialkonstanten und τ die Belichtungszeit. $h(x,z)$ wird auch als Hologrammfunktion bezeichnet.

4.1.3 Rekonstruktion des Objekts

Für die Rekonstruktion wird das Hologramm wieder mit der Referenzwelle beleuchtet. Formal bedeutet dies, dass die Hologrammfunktion mit der Wellenfunktion der Referenzwelle multipliziert wird

$$R(x,z) \cdot h(x,z) = \underbrace{[h_0 + \beta\tau(a_R^2 + a_O^2)] R(x,z)}_{U_0} + \underbrace{\beta\tau a_R^2 O(x,z)}_{U_{+1}} + \underbrace{\beta\tau R^2(x,z)O^*(x,z)}_{U_{-1}} . \tag{4.5}$$

Der erste Term auf der rechten Seite U_0 ist im Wesentlichen die ungebeugte Referenzwelle, die durch das Hologramm scheint und wird oft als DC-Term bezeichnet. Der zweite Term U_{+1} ist die rekonstruierte Objektwelle. Sie erzeugt ein virtuelles Bild am ursprünglichen Ort des Objekts d_0 . Der reelle Vorfaktor beeinflusst lediglich die Helligkeit des Bildes. Der dritte Term U_{-1} erzeugt ein verzerrtes reelles Bild des Objekts am Ort $-d_0$ auf der anderen Seite des Hologramms. Die Verzerrung wird durch die Modulation von $O^*(x,z)$ mit dem räumlich variierenden komplexen Faktor $R^2(x,z)$ verursacht. Diese Verzerrung kann verhindert werden, indem man das Hologramm mit Hilfe der komplex konjugierten Referenzwelle $R^*(x,z)$ rekonstruiert. In der Praxis erreicht man dies, indem man das Hologramm von der anderen Seite her beleuchtet. Das virtuelle und das reelle Bild tauschen dabei ihre Positionen. Somit erhält man für die Rekonstruktion

$$R^*(x,z) \cdot h(x,z) = [h_0 + \beta\tau(a_R^2 + a_O^2)] R^*(x,z) + \beta\tau a_R^2 O^*(x,z) + \beta\tau R^{*2}(x,z)O(x,z) . \tag{4.6}$$

Wie bereits erwähnt liegen der DC-Term, das virtuelle und das reelle Bild bei der in-line Holographie auf einer Achse senkrecht zum Aufnahmemedium, und können daher nicht optisch voneinander getrennt werden. Dies ist nur bei der off-axis Holographie möglich.

Die Wellenfunktion der Referenzwelle im Falle der off-axis Geometrie lautet

$$R(x,z) = a_R \exp(i\varphi_R \sin \theta) . \tag{4.7}$$

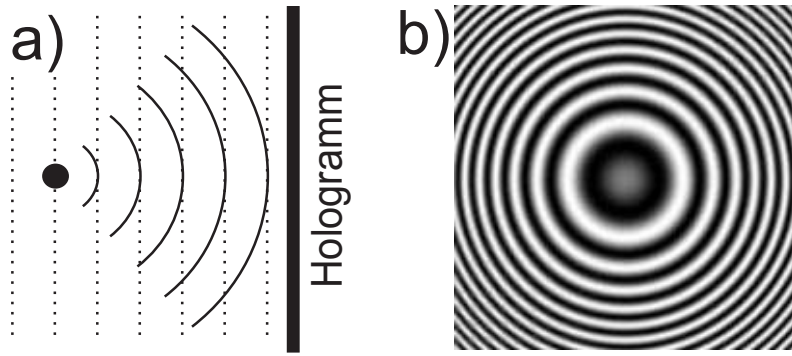


Abbildung 4.5: a) Nach der Beleuchtung eines punktförmigen Objekts durch eine ebene Welle sendet dieses eine sphärische Objektwelle aus. b) Das resultierende Interferenzmuster aus der Überlagerung einer ebenen Referenzwelle mit einer kugelförmigen Objektwelle bezeichnet man als Fresnel-Zonenplatte.

Beleuchtet man nun das Hologramm bei der Rekonstruktion wieder mit dieser Referenzwelle, so erhält man für den Term U_{-1}

$$U_{-1} = \beta \tau a_R^2 \exp(2i\varphi_R \sin \theta) O^*(x, z) \quad . \quad (4.8)$$

4.1.4 Fresnel-Zonenplatte

Bisher wurde davon ausgegangen, dass sich sowohl die Lichtquelle als auch das Objekt weit vom Aufnahmemedium entfernt befinden und sich daher die Referenz- und Objektwelle als ebene Wellen beschreiben lassen. In der Praxis, besonders bei der Aufnahme sehr kleiner Objekte, sollte sich das Objekt jedoch aufgrund der zu erwartenden geringen Intensität der Objektwelle möglichst nahe am Aufnahmemedium befinden. Zwar kann bei der Verwendung eines Lasers als Lichtquelle weiterhin eine ebene Referenzwelle angenommen werden, jedoch muss zum Beispiel bei der Beleuchtung kleiner Staubpartikel von einer kugelförmigen Objektwelle ausgegangen werden, siehe Abbildung 4.5a. Das resultierende Interferenzmuster aus der Überlagerung einer sphärischen Objektwelle mit einer ebenen Referenzwelle bezeichnet man als Fresnel-Zonenplatte. Diese besteht aus konzentrischen Ringen, siehe Abbildung 4.5b. Für alle Punkte, die sich auf einem Ring befinden, haben die einfallenden Wellen die gleiche Phase. Der Gangunterschied zwischen den beiden interferierenden Wellen wächst von Ring zu Ring um eine Wellenlänge λ des verwendeten Beleuchtungslichtes an. Der Radius des ersten hellen Ringes ist gegeben durch

$$r_1 = \sqrt{(\lambda + d_0)^2 - d_0^2} \approx \sqrt{2\lambda d_0} \quad \text{für} \quad \lambda \ll d_0 \quad , \quad (4.9)$$

wobei d_0 der Abstand zwischen dem Objekt und dem Aufnahmemedium ist. Somit folgt für den Radius des n -ten Ringes

$$r_n \approx \sqrt{2n\lambda d_0} \quad . \quad (4.10)$$

Bei der Beleuchtung dieses Systems aus konzentrischen Ringen mit parallelem kohärenten Licht entstehen ein reeller und ein virtueller Bildpunkt. Die Fresnel-Zonenplatte wirkt gleichzeitig als Sammel- und Zerstreuungslinse mit der Brennweite $\pm f$ und wird in diesem Fall als Fresnel-Zonenlinse bezeichnet.

4.1.5 Raumfrequenz und Fokustiefe

In der digitalen Holographie wird anstatt einer Photoplatte der Sensor einer Kamera als Aufnahmemedium verwendet. Dabei ist das Auflösungsvermögen der meisten Sensoren um mehrere Größenordnungen schlechter, verglichen mit dem einer üblichen Photoplatte. Dies hat einen erheblichen Einfluss auf das Auflösungsvermögen der Tiefenposition eines Partikels entlang der optischen Achse, welcher im Folgenden diskutiert werden soll. Den reziproken Abstand s^{-1} zweier Interferenzmaxima bezeichnet man als Raumfrequenz f eines Hologramms

$$f = s^{-1} = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad . \quad (4.11)$$

Dabei sind λ die Wellenlänge des Beleuchtungslichtes und θ der Winkel zwischen Objekt- und Referenzwelle. Als Fokustiefe T bezeichnet man den Bereich, über den ein Objekt nach der Rekonstruktion in der Tiefe fokussiert abgebildet wird. Somit ähnelt die Fokustiefe sehr der Schärfentiefe eines Objektivs, wie sie in Abschnitt 3.2 erwähnt worden ist. Jedoch soll hier nochmal daran erinnert werden, dass die Holographie bei der Aufnahme keine Schärfentiefe besitzt und der Begriff der Fokustiefe sich allein auf das rekonstruierte Objekt beziehen soll. Die Fokustiefe ist gegeben durch

$$T = \frac{\lambda}{(NA)^2} \quad , \quad (4.12)$$

mit der numerischen Apertur

$$NA = n \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad . \quad (4.13)$$

Dabei ist α der objektseitige Öffnungswinkel, auch Akzeptanzwinkel genannt, und entspricht bei der Rekonstruktion eines Hologramms dem Winkel θ zwischen Objekt- und Referenzwelle. n ist der Brechungsindex des umgebenden Mediums. Nach Gleichung 4.11 und 4.12 ist somit die Fokustiefe durch die maximal auflösbare Raumfrequenz gegeben. Dies bedeutet für die Verwendung eines Kamerasensors mit einem vergleichbar niedrigerem Auflösungsvermögen, dass hohe Raumfrequenzen nicht mehr aufgelöst werden können, was somit über eine sehr kleine numerische Apertur zu einer großen Fokustiefe führt. Als Konsequenz wird das Objekt über einen weiten Bereich in der Tiefe fokussiert, wodurch eine genaue Bestimmung der Tiefenposition entlang der optischen Achse erschwert wird.

4.1.6 Mie-Streuung

Bei der Wahl einer geeigneten Aufbaugeometrie ist die Intensitätsverteilung des Streulichtes eines Partikels von entscheidender Bedeutung. Eine wichtige Kenngröße

dabei ist der Größenparameter

$$x = \frac{2\pi a_d}{\lambda} \quad , \quad (4.14)$$

der das Verhältnis zwischen Wellenlänge λ und Partikelgröße angibt. Abhängig vom Größenparameter sind unterschiedliche Theorien für die Beschreibung der Streuung gültig. Für den Fall $x \ll 1$ ist die Theorie der Rayleigh-Streuung anzuwenden, wohingegen für $x \gg 1$ die Streuung mit Hilfe der geometrischen Optik beschrieben werden kann. Für $x \approx 1$ ist die Theorie der Mie-Streuung gültig. Auf die Theorie der Mie-Streuung soll im Folgenden nicht näher eingegangen werden, eine detaillierte Beschreibung dieser Theorie wurde von Bohren und Huffmann [100] und Hulst [101] vorgenommen.

Für die meisten Untersuchungen in staubigen Plasmen werden Partikel von mehreren Mikrometern Größe verwendet. Nach Gleichung 4.14 kann die Streuung an diesen Partikeln demnach mit Hilfe der Mie-Theorie beschrieben werden. Dabei hat die Größe der Partikel einen wesentlichen Einfluss auf die Intensitätsverteilung der gestreuten Welle. Ist der Größenparameter x nahe 1, so ist die Intensitätsverteilung der gestreuten Welle über den gesamten Raumwinkel nahezu konstant. Mit größer werdenden Partikelradien wird jedoch die Intensitätsverteilung abhängig vom Betrachtungswinkel. Abbildung 4.6 zeigt die Intensitätsverteilung des Streulichtes an einem Glaspartikel mit einem Durchmesser von $20\mu\text{m}$ und einem Brechungsindex von 1,5. Hierbei bezieht sich 180° auf die Einfallsrichtung des Lichts mit einer Wellenlänge von 532nm . Die Intensitäten sind dabei logarithmisch aufgetragen. In Vorwärtsrichtung (0°) ist die Intensität des Streulichtes um knapp 4 Größenordnungen höher als senkrecht dazu (90°). Welche Konsequenzen dies für die Geometrie des optischen Aufbaus hat, wird in Abschnitt 4.5.1 diskutiert.

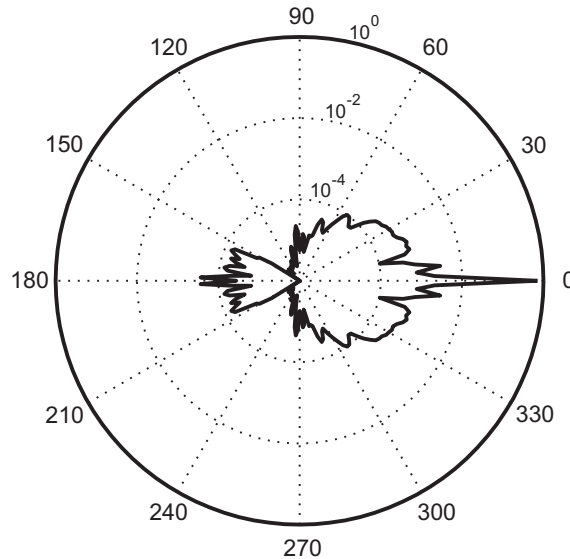


Abbildung 4.6: Intensitätsverteilung des Streulichtes an einem $20\mu\text{m}$ Glaspartikel mit einem Brechungsindex von 1,5 nach der Mie-Theorie. Die logarithmisch aufgetragenen Intensitäten zeigen, dass die Intensität in Vorwärtsrichtung (0°) um knapp 4 Größenordnungen höher ist als senkrecht dazu (90°).

4.2 Numerische Rekonstruktion

Im Gegensatz zur klassischen Holographie, in der für die optische Rekonstruktion des Objekts das aufgenommene Hologramm wieder mit Referenzwelle R beziehungsweise ihrer komplex konjugierten R^* beleuchtet wird, erfolgt die Rekonstruktion in der digitalen Holographie numerisch.

4.2.1 Fresnel-Kirchhoff Integral

Die numerische Rekonstruktion erfolgt mit Hilfe des Fresnel-Kirchhoff Integrals

$$U_j(x, z) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', z') R^*(x', z') \frac{\exp(-2\pi i \rho_j / \lambda)}{\rho_j} dx' dz' \quad (4.15)$$

mit

$$\rho_j = \sqrt{(x' - x)^2 + (z' - z)^2 + d_j^2} \quad . \quad (4.16)$$

Die Koordinaten x, y und x', y' beziehen sich auf die Rekonstruktionsebene beziehungsweise auf die Hologrammebene und sind Abbildung 4.8 zu entnehmen. Das rekonstruierte komplexe Wellenfeld $U_j(x, z)$ wird durch die Superposition aller Elementarwellen, die vom beleuchteten Hologramm $h(x', z')$ ausgehen, berechnet. Die Beleuchtung erfolgt auch hier wieder mit der komplex konjugierten Referenzwelle $R^*(x', z')$, wodurch entsprechend der optischen Rekonstruktion das virtuelle und das reelle Bild ihre Positionen tauschen, siehe Abschnitt 4.1.3.

4.2.2 Faltungsansatz

Die Lösung des Fresnel-Kirchhoff Integrals erfolgt mit Hilfe eines Faltungsansatzes. Dieses Verfahren wurde erstmals von Demetrakopoulos und Mittra [102] vorgestellt und später auch von Kreis [103] in der optischen Holographie verwendet.

Gleichung 4.15 kann als Superpositionsintegral interpretiert werden

$$U_j(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', z') R^*(x', z') g_j(x, z, x', z') dx' dz' \quad , \quad (4.17)$$

dabei ist $g(x, z, x', z')$ gegeben durch

$$g_j(x, z, x', z') = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d_j^2 + (x' - x)^2 + (z' - z)^2} \right]}{\sqrt{d_j^2 + (x' - x)^2 + (z' - z)^2}} \quad . \quad (4.18)$$

Nach Gleichung 4.17 ist das lineare System, welches durch $g(x, z, x', z') = g(x - x', z - z')$ charakterisiert wird, ortsinvariant. Somit kann das Superpositionsintegral als eine Faltung betrachtet werden

$$U_j(x, z) = (h \cdot R^*) \otimes g_j \quad , \quad (4.19)$$

auf welche nun das Faltungstheorem angewendet werden kann

$$U_j(x,y) = \mathfrak{S}^{-1}\{\mathfrak{S}(h \cdot R^*) \cdot \mathfrak{S}(g)\} \quad . \quad (4.20)$$

Die jeweiligen Fouriertransformierten \mathfrak{S} werden mit Hilfe des FFT-Algorithmuses berechnet. Numerisch lässt sich der Faltungskern g_j für einen $N \times N$ großen Sensor durch

$$g_j(k,l) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d_j^2 + (k - \frac{N}{2})^2 \Delta x^2 + (l - \frac{N}{2})^2 \Delta z^2} \right]}{\sqrt{d_j^2 + (k - \frac{N}{2})^2 \Delta x^2 + (l - \frac{N}{2})^2 \Delta z^2}} \quad (4.21)$$

mit $k, l = 1 \dots N$ berechnen. Dabei sind $\Delta x, \Delta z$ die Pixelgrößen des verwendeten Sensors. Der Koordinatenversatz um $\frac{N}{2}$ erfolgt aus Symmetriegründen. Die Intensität $I_j(x,z)$ und die Phase $\varphi_j(x,z)$ des komplexen Wellenfeldes lassen sich nach

$$I_j(x,z) = |U_j(x,z)|^2 \quad (4.22)$$

und

$$\varphi_j(x,z) = \arctan \frac{\text{Im}[U_j(x,z)]}{\text{Re}[U_j(x,z)]} \quad (4.23)$$

berechnen.

4.3 PECA-Methode

Würde man ein Hologramm optisch rekonstruieren und das rekonstruierte reelle Bild des Objekts danach in mehreren Schnittebenen mit einer Digitalkamera aufnehmen, so wäre das Objekt ebenfalls digitalisiert, jedoch ginge bei diesem Prozess die Phaseninformation verloren, da bei der Aufnahme nur die Amplitudeninformation in Form der Intensität gespeichert werden würde.

Dies ist bei der numerischen Rekonstruktion nicht der Fall. Hierbei bleibt sowohl die Amplitudeninformation als auch die Phaseninformation des rekonstruierten komplexen Wellenfeldes erhalten. Pan und Meng [46] haben erstmals die PECA-Methode (*Particle Extraction using Complex Amplitude*) zur Bestimmung der Fokusebene eines rekonstruierten Partikels mittels der Phaseninformation des komplexen Wellenfeldes vorgestellt. Die PECA-Methode nutzt den Imaginärteil des komplexen Wellenfeldes zur Bestimmung der Fokusebene und somit der Tiefenposition des Partikels entlang der optischen Achse.

Das an einem Partikel gestreute Beleuchtungslicht bildet die Objektwelle $O_j(x,z)$ für dieses Partikel, welche dann durch den Raum propagiert. Formal lässt sich dies wieder mit Hilfe des Fresnel-Kirchhoff Integrals beschreiben

$$O_j(x,z) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x',z') \frac{\exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'_j)}{\rho'_j} dx' dz' \quad (4.24)$$

mit

$$\rho_j = \sqrt{(x' - x)^2 + (z' - z)^2 + d_j^2} \quad . \quad (4.25)$$

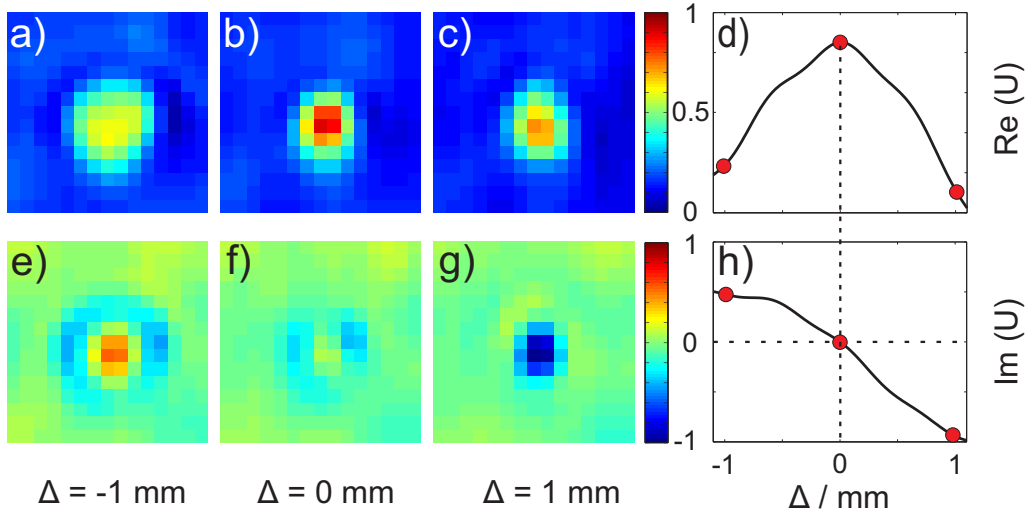


Abbildung 4.7: (a-c) Realteil und (e-g) Imaginärteil des rekonstruierten komplexen Wellenfelds in der direkten Umgebung um ein Partikel in Rekonstruktionsebenen. $\Delta = 0$ mm markiert die Fokusebene. Der Realteil erreicht in der Fokusebene (d) sein Maximum, während der Imaginärteil in der Fokusebene verschwindet (h). Die PECA-Methode nutzt den Nulldurchgang des Imaginärteils zur Bestimmung der Tiefenposition entlang der optischen Achse.

$A(x', z')$ ist hierbei die Amplitudentransmission des Partikels. Wie bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt, lässt sich dieses Integral auf eine Faltung zurückführen

$$O_j = A \otimes g_j \quad (4.26)$$

mit

$$g_j = \frac{i \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'_j)}{\lambda \rho'_j} \quad (4.27)$$

Bei der Rekonstruktion wird das reelle Bild R durch die komplexkonjugierte Objektwelle O^* erzeugt. Dies lässt sich wiederum in Form einer Faltung schreiben

$$\begin{aligned} R_i &= O^* \otimes g_i \\ &= A^* \otimes g_j^* \otimes g_i \end{aligned} \quad (4.28)$$

Für $i = j$, also wenn die Rekonstruktionsebene gleich der Fokusebene ist, ergibt die Faltung $g_j^* \otimes g_i = 1$, und somit $R_{i=j} = A^*$. Nach Pan und Meng [46] kann in diesem Fall die Objektwelle durch eine rein reelle Funktion beschrieben werden, das bedeutet, dass der Imaginärteil des komplexen Wellenfeldes am Ort des Partikels in der Fokusebene verschwindet. Anhand eines Beispiels soll die PECA-Methode im Folgenden illustriert werden. Abbildung 4.7(a-c) zeigt den Realteil und Abbildung 4.7(e-g) den Imaginärteil des rekonstruierten komplexen Wellenfelds in der direkten Umgebung um ein rekonstruiertes Partikel. Abbildung 4.7b und Abbildung 4.7f zeigen das komplexe Wellenfeld in der Fokusebene des Partikels $\Delta = 0$ mm, während Abbildung 4.7a und 4.7e das komplexe Wellenfeld 1 mm vor, beziehungsweise Abbildung 4.7c und 4.7g 1 mm hinter der Fokusebene zeigen ($\Delta = \pm 1$ mm). Während

der Realteil in der Fokusebene sein Maximum zu erreichen scheint, verschwindet der Imaginärteil in der Fokusebene fast gänzlich. Abbildung 4.7d zeigt den Realteil und Abbildung 4.7h den Imaginärteil des zentralen Pixels des Partikelbildes. Für eine detaillierte Analyse wurde ein Abstand von $10\,\mu\text{m}$ zwischen den Rekonstruktionsebenen gewählt. Die roten Punkte markieren dabei die entsprechenden Rekonstruktionsebenen in Abbildung 4.7(a-c), beziehungsweise Abbildung 4.7(e-g). Man erkennt deutlich, dass der Realteil in der Fokusebene sein Maximum erreicht, während der Imaginärteil sein Vorzeichen wechselt. Dabei liegt der Nulldurchgang des Imaginärteils exakt in der selben Ebene wie das Maximum des Realteils. Die Bestimmung der Fokusebene eines Partikels und somit seiner Tiefenposition entlang der optischen Achse bietet zwei wesentliche Vorteile. Zum einen zeigt Abbildung 4.7 eine relativ breite Verteilung des Realteils und folglich auch der Intensität. Das bedeutet, dass das Partikel über einen weiten Bereich annähernd fokussiert abgebildet wird. Diese große Fokustiefe ist eine direkte Konsequenz aus der sehr kleinen numerischen Apertur, wie sie bereits in Abschnitt 4.1.5 diskutiert worden ist. Die breite Verteilung birgt daher eine große Fehlerquelle bei der Bestimmung der Fokusebene anhand der Intensität oder des Realteils. Eine höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Fokusebene verspricht die Analyse des Nulldurchganges des Imaginärteils. Zum anderen weisen laut Pan und Meng [46] nur echte Partikel einen Nulldurchgang des Imaginärteils in der Fokusebene auf. Dies kann als ein Filterkriterium genutzt werden, um Artefakte, wie zum Beispiel Pseudopartikel, die bei der Rekonstruktion entstehen können, zu entfernen.

4.4 Algorithmus

In diesem Abschnitt soll der Algorithmus zur Rekonstruktion von Partikelwolken in staubigen Plasmen anhand eines Beispiels beschrieben werden. Dabei lässt sich der Algorithmus in drei Abschnitte unterteilen. Im ersten Schritt wird das komplexe Wellenfeld in mehreren Ebenen rekonstruiert. Darauf folgt eine 2D Partikelerkennung in jeder Rekonstruktionsebene, worauf sich im letzten Schritt die Bestimmung der 3D Partikelpositionen anschließt.

4.4.1 Rekonstruktion

Zunächst erfolgt die Rekonstruktion mit Hilfe des Faltungsansatzes, wie er bereits in Abschnitt 4.2.2 beschrieben worden ist. Die Lösung von Gleichung 4.15 ergibt jedoch nur das komplexe Wellenfeld in einer Rekonstruktionsebene, die sich im Abstand d_j zur Hologrammebene befindet. Für die Rekonstruktion ausgedehnter Objekte ist es daher notwendig, Gleichung 4.15 für eine Vielzahl von Abständen $d_{j=1\dots n}$ zu lösen. Hierfür wird der Faltungskern g_j nach Gleichung 4.21 für aufeinander folgende Werte für d_j berechnet, und die Faltung nach Gleichung 4.20 ausgeführt. Als Ergebnis erhält man das rekonstruierte komplexe Wellenfeld $U_j(x,z)$ in der jeweiligen Rekonstruktionsebene, siehe Abbildung 4.8. Die Anzahl n der benötigten Rekonstruktionsebenen hängt dabei sowohl von der Größe des zu rekonstruierenden

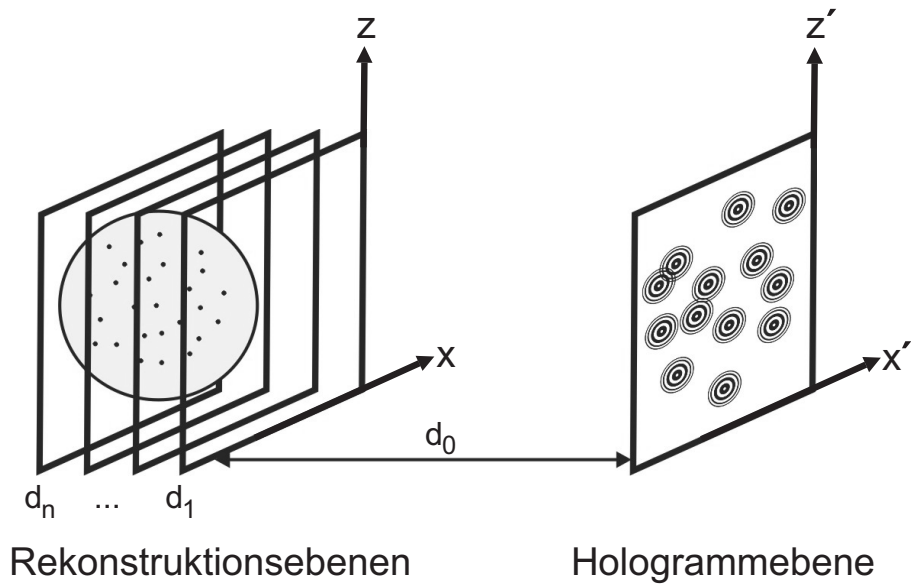


Abbildung 4.8: Prinzip der numerischen Rekonstruktion von ausgedehnten Objekten. Die Lösung von Gleichung 4.15 für verschiedene Abstände d_j liefert das komplexe Wellenfeld in Rekonstruktionsebenen senkrecht zur optischen Achse.

Objekts, als auch von der gewünschten Tiefenauflösung ab. Typische Werte für den Abstand zwischen den Rekonstruktionsebenen liegen im Bereich des Durchmessers der verwendeten Partikel. Für die anschließende 2D Partikelerkennung wird die Intensitätsverteilung $I_j(x, z)$ des komplexen Wellenfeldes benötigt, welche sich nach Gleichung 4.22 berechnen lässt.

4.4.2 2D Partikelerkennung

Abbildung 4.9a zeigt die Intensitätsverteilung eines rekonstruierten komplexen Wellenfeldes, also das Bild eines rekonstruierten Objekts in einer Schnittebene. Bei dem Objekt handelt es sich in diesem Beispiel um eine Staubwolke, bestehend aus 22 Glashohlpartikeln. Abbildung 4.9(b-e) zeigt exemplarisch das in Abbildung 4.9a mit einem weißen Kreis markierte Partikel in vier verschiedenen Rekonstruktionsebenen. Der Abstand zwischen den Ebenen beträgt hier 2 mm. In Abbildung 4.9b bezieht sich $\Delta = 0$ mm auf eine Rekonstruktionsebene, die sich in einem Abstand von $d_0 = 12$ cm zur Hologrammebene befindet. Diese Ebene entspricht nicht der Fokusebene des Partikels, sondern liegt wenige Millimeter davor. Daraufhin wird das Partikel nicht fokussiert dargestellt und erscheint als Ringstruktur, deren mittlere Intensität nur knapp oberhalb des Hintergrundes liegt. In Abbildung 4.9c hat die Intensität des Partikelbildes erheblich zugenommen. Berücksichtigt man die Pixelgröße von $10,6 \mu\text{m} \times 10,6 \mu\text{m}$, so entspricht das Partikelbild mit einer Größe von 2×2 Pixeln der ursprünglichen Größe des Partikels mit einem Durchmesser von $(19 \pm 2) \mu\text{m}$. Zwar wird das Partikel in dieser Rekonstruktionsebene fokussiert dargestellt, dennoch muss der Abstand dieser Ebene zur Hologrammebene nicht zwangsläufig der Tiefenposition des Partikels entlang der optischen Achse entsprechen. Bereits in Ab-

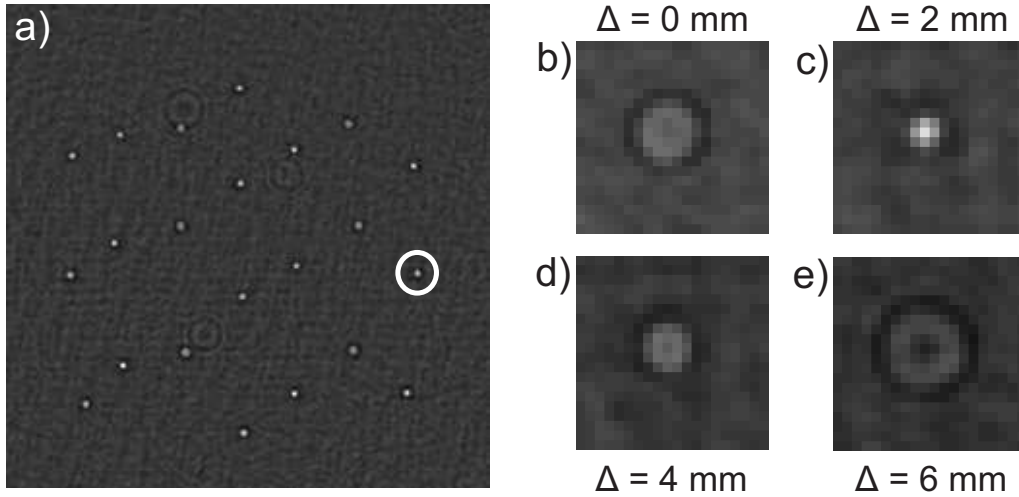


Abbildung 4.9: a) Intensitätsverteilung des rekonstruierten komplexen Wellenfeldes einer Staubwolke. Das mit einem weißen Kreis markierte Partikel wird in verschiedenen Abständen $d = d_0 + \Delta$ zur Hologrammebene ($d_0 = 12 \text{ cm}$) abgebildet. b) Das Partikel wird zunächst defokussiert abgebildet und erscheint als Ringstruktur. c) Das Partikel wird fokussiert abgebildet, dabei entspricht die Größe des Partikelbildes dem Durchmesser der verwendeten Partikel. d) Der Fokusbereich wird allmählich verlassen und die Intensität des Partikelbildes nimmt ab. e) Der Fokusbereich wurde vollständig verlassen und das Partikel wird wieder als Ringstruktur dargestellt.

schnitt 4.1.5 und 4.3 wurde diskutiert, dass die Partikel nach der Rekonstruktion über einen weiten Bereich in der Tiefe fokussiert dargestellt werden und sich daher eine präzise Bestimmung der Fokusebene anhand der Intensität oder der Größe des Partikelbildes schwierig gestaltet. In Abbildung 4.9d nimmt die Größe des Partikelbildes zu, während seine Intensität wieder abnimmt. Hier verlässt die Rekonstruktionsebene allmählich den Fokusbereich des Partikels, bis sie ihn in Abbildung 4.9e schließlich vollkommen verlassen hat und das Partikelbild wieder als Ringstruktur mit geringer Intensität erscheint.

Für eine 2D Partikelerkennung in jeder Rekonstruktionsebene werden zunächst alle Pixel, deren Intensität oberhalb eines Schwellwertes liegt, ermittelt und benachbarte Pixel k einem Partikel zugeordnet. Für die Bestimmung der Partikelkoordinaten mit einer Genauigkeit unterhalb der Pixelgröße wird anschließend der Schwerpunkt der Intensität X_c [88, 89] berechnet

$$X_c = \frac{\sum_k X_k I_k}{\sum_k I_k} \quad , \quad (4.29)$$

dabei sind X_k die Position und I_k die Intensität des k -ten Pixels. Neben den Koordinaten des Partikels $X_c = (x_c, z_c)$ werden auch noch seine Eigenschaften in jeder Rekonstruktionsebene bestimmt. Dazu gehören neben seiner Größe, die durch die Anzahl der Pixel k gegeben ist, auch noch die Intensität $I(x_c, z_c)$ und der Imaginärteil des komplexen Wellenfeldes $\text{Im}[U(x_c, z_c)]$ an der Partikelposition.

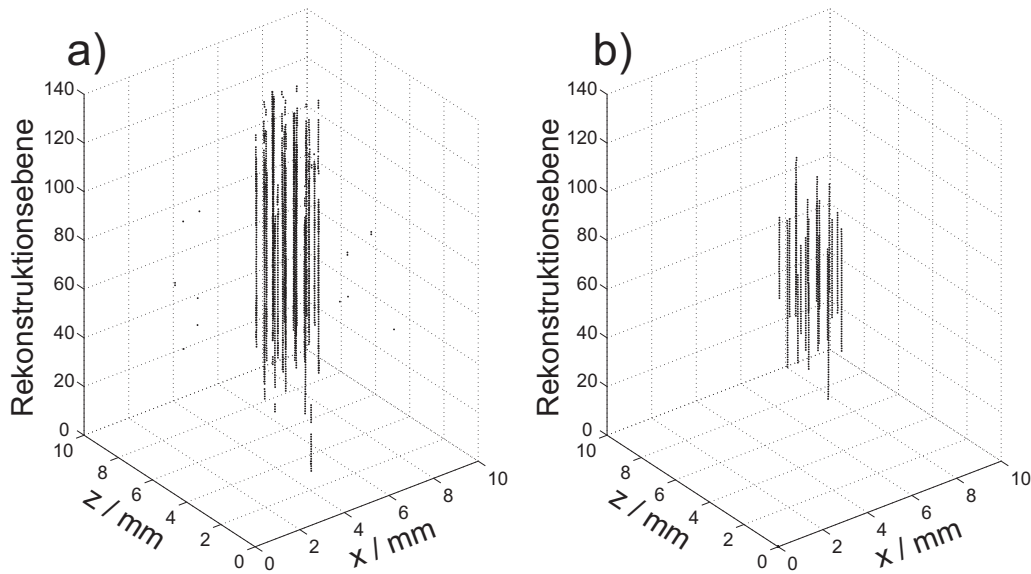


Abbildung 4.10: a) Ergebnisse der 2D Partikelerkennung. Die Partikelkoordinaten liegen für jede Rekonstruktionsebene vor, sind jedoch noch unabhängig voneinander. b) Positionsketten durch die Rekonstruktionsebenen, nachdem die Zuordnung erfolgte und unfokussierte Partikel entfernt worden sind.

4.4.3 3D Positionsbestimmung

Nach der 2D Partikelerkennung liegen die Partikelpositionen und die Partikeleigenschaften in jeder Rekonstruktionsebene vor. Abbildung 4.10a zeigt die ermittelten Partikelkoordinaten in jeder Rekonstruktionsebene. Jedoch sind die Ergebnisse der jeweiligen Rekonstruktionsebenen noch vollkommen unabhängig voneinander. Für die Bestimmung der 3D Partikelpositionen erfolgt daher zunächst eine Partikelzuordnung durch alle Rekonstruktionsebenen. Hierfür werden die Abstände r_{ij} der Partikel P_i einer Ebene zu allen Partikeln P_j in der darauf folgenden Rekonstruktionsebene berechnet

$$r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (z_i - z_j)^2} \quad . \quad (4.30)$$

Für $r_{ij} \leq 1$ Pixel wird Partikel P_j dem Partikel P_i zugeordnet. Auf diese Weise ergeben sich Positionsketten durch die einzelnen Rekonstruktionsebenen. Im Regelfall befinden sich am Anfang und am Ende einer solchen Positionskette Beiträge unfokussierter Partikel. Um diese Beiträge aus den Positionsketten zu entfernen, wird für jede Kette der maximale Wert der Intensität bestimmt und alle Einträge, deren Intensität unterhalb von 50% dieses Wertes liegt, entfernt. Abbildung 4.10b zeigt die Positionsketten, nachdem alle Beiträge durch unfokussierte Partikel entfernt wurden. Im nächsten Schritt erfolgt die Bestimmung der Fokusebene der Partikel mit Hilfe der PECA-Methode, wie sie in Abschnitt 4.3 vorgestellt worden ist. Der Nulldurchgang des Imaginärteils des komplexen Wellenfeldes einer Positionskette markiert dabei die Fokusebene und somit die Tiefenposition des Partikels entlang der optischen Achse (y -Koordinate). Artefakte, die bei der Rekonstruktion entstehen können und irrtümlicherweise als Partikel interpretiert worden sind, weisen diesen

Nulldurchgang des Imaginärteils laut Pan und Meng [46] nicht auf und werden an dieser Stelle entfernt. Die Partikelkoordinaten senkrecht zur optischen Achse (x - und z -Koordinate) sind durch die Ergebnisse der 2D Partikelerkennung in der ermittelten Fokusebene gegeben.

4.5 Digitale in-line Holographie

In diesem Abschnitt soll der Aufbau zur digitalen Holographie staubiger Plasmen vorgestellt und das experimentell erreichbare Orts- und Zeitaufklärungsvermögen diskutiert werden.

4.5.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur digitalen Holographie staubiger Plasmen setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zunächst soll der optische Aufbau zur Aufnahme von Hologrammen vorgestellt werden. Anschließend werden die speziellen Anforderungen an die Plasmakammer diskutiert.

Optischer Aufbau

Bei der Wahl des optischen Aufbaus stehen im Wesentlichen das erreichbare Orts- und Zeitaufklärungsvermögen im Vordergrund. Abbildung 4.6 aus Abschnitt 4.1.6 zeigt, dass die Intensität des Streulichtes in Vorwärtsrichtung (0°) um knapp 4 Größenordnungen höher ist, als senkrecht zur Einstrahlrichtung (90°). Für die off-axis Geometrie, bei der das Streulicht unter 90° die Objektwelle bildet, bedeutet dies, dass entweder eine wesentlich höhere Belichtungszeit oder eine höhere Intensität des Beleuchtungslichtes benötigt werden würde. Eine höhere Belichtungszeit würde zwangsläufig zu einem niedrigeren Zeitaufklärungsvermögen führen, und auch die Intensität des Beleuchtungslichtes kann nicht beliebig erhöht werden, da es sonst zu einer Manipulation der Partikel kommen würde. Aus diesem Grund, und weil staubige Plasmen mit ihren typischen Interpartikelabständen von $\geq 300\mu\text{m}$ bei Partikelgrößen im Mikrometerbereich als hinreichend transparent gelten, wird gegen die off-axis Geometrie und für die in-line Geometrie entschieden, wie sie bereits in Abschnitt 4.1.1 beschrieben wurde.

Abbildung 4.11 zeigt schematisch den Aufbau zur digitalen in-line Holographie (DIH) staubiger Plasmen. Als Beleuchtungsquelle dient ein Nd:YAK Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm. Bei der Wahl der verwendeten Laserleistung muss berücksichtigt werden, dass sich die Partikel in einem selbstleuchtenden Medium befinden. Um ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zwischen dem Streusignal der Partikel und dem Eigenleuchten des Plasmas zu erhalten, beträgt die Ausgangsleistung des Lasers 250 mW. Damit der komplette Kamerasensor ausgeleuchtet werden kann, wird der Laserstrahl anschließend durch einen Strahl-Expander (SE) auf einen Durchmesser von 30 mm geweitet. Der aufgeweitete Strahl besitzt danach eine Intensität von $0,35\text{mW}/\text{mm}^2$, was bei Weitem ausreichend ist, um ein gutes Signal-

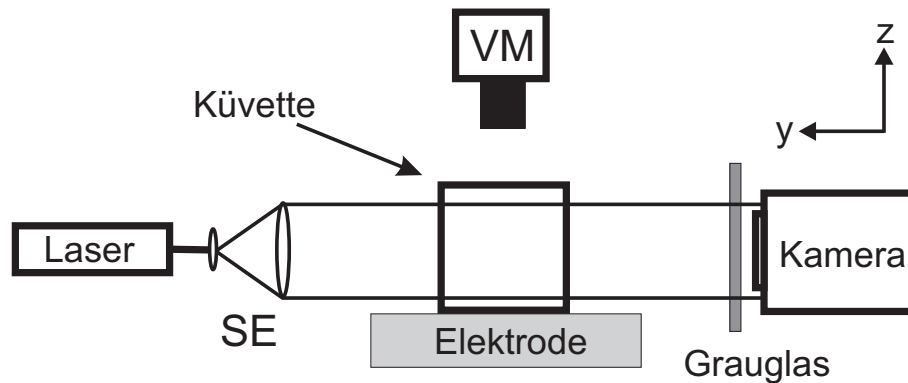


Abbildung 4.11: Optischer Aufbau zur digitalen in-line Holographie (DIH). Die Beleuchtung der Partikel erfolgt durch einen Nd:YAK Laser, dessen Strahl mittels eines Strahl-Expanders (SE) auf 30 mm aufgeweitet wird. Das resultierende Interferenzmuster aus der Überlagerung von Objekt- und Referenzwelle wird mit Hilfe einer CCD Kamera aufgezeichnet. Ein Grauglasfilter verhindert eine Überbelichtung des Kamerasensors. Zusätzlich dient ein Videomikroskop (VM) als Referenzdiagnostik.

Rausch-Verhältnis zu erhalten, auf der anderen Seite jedoch eine Manipulation der Partikel durch das Beleuchtungslicht ausschließt.

Das resultierende Interferenzmuster aus der Überlagerung der Objekt- und Referenzwelle wird dann mit Hilfe einer PCO 2000 Kamera [104] aufgezeichnet. Die Kamera verfügt über einen 4 Megapixel *charge coupled device* (CCD) Sensor mit einer Fläche von $15,2\text{ mm} \times 15,2\text{ mm}$ und einer Auflösung von 14 bit. Die Pixelgröße beträgt $7,4\text{ }\mu\text{m}$. Die Größe des Sensors führt zu einem Beobachtungsvolumen von mehr als 3 cm^3 . Dabei muss berücksichtigt werden, dass das Beobachtungsvolumen in der Tiefe bei einem holographischen Aufbau theoretisch unbegrenzt ist, da es keine Begrenzung aufgrund der Schärfentiefe eines Objektivs gibt. Ein Grauglasfilter mit einer Transmission von 10%, der direkt vor dem Kamerasensor montiert ist, verhindert dabei eine Überbelichtung des Sensors. Auf diese Weise können Belichtungszeiten von $\tau \leq 100\text{ }\mu\text{s}$ erreicht werden, wodurch sich eine theoretische Bildwiederholfrequenz von mehr als 10 kHz ergibt. Nach dem Nyquist-Kriterium könnten somit dynamische Prozesse bis zu 5 kHz beobachtet werden. Jedoch ist das tatsächlich erreichbare Zeitaufklärungsvermögen durch die Bildwiederholrate der verwendeten Kamera begrenzt. Im Falle der PCO 2000 liegt die Bildwiederholrate bei der Verwendung der gesamten Sensorfläche bei 14 Bildern pro Sekunde, wodurch sich nur dynamische Prozesse bis 7 Hz beobachten lassen.

Störende Einflüsse während der Aufnahme, zum Beispiel durch die Vibrationen der Vakuumpumpe, können die Qualität der Hologramme entscheidend verschlechtern. Aus diesem Grund ist es notwendig, den optischen Aufbau vom übrigen Experiment mechanisch zu entkoppeln. Zu diesem Zweck wird der gesamte optische Aufbau auf einem schwingungsgedämpften Tisch montiert, in dessen Mitte sich eine Bohrung von 50 cm Durchmesser befindet, die Platz für die Plasmakammer bietet. Um das Objekt optimal zum optischen Aufbau ausrichten zu können, kann die Plasmakammer über eine dreiachsige Verfahrereinheit in jede Richtung frei bewegt werden.

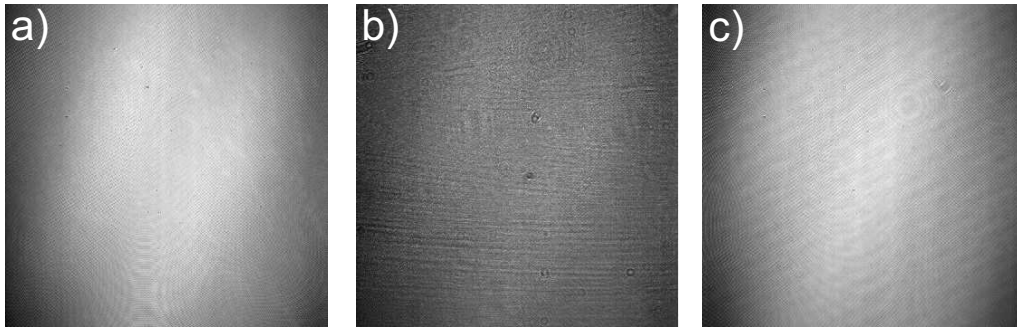


Abbildung 4.12: a) Der aufgeweitete Laserstrahl beleuchtet direkt den Kamerasensor. b) Kammerfenster aus Plexiglas führen zu einer drastischen Abnahme der mittleren Intensität aufgrund von Reflexionen und Absorptionen durch das Fenstermaterial. c) Kammerfenster aus BK7 Quarzglas weisen so gut wie keine störenden Einflüsse auf einen holographischen Aufbau auf.

Plasmakammer

Eine ausführliche Beschreibung der Plasmakammer erfolgt in Abschnitt 5.1. An dieser Stelle soll lediglich nur auf die speziellen Anforderungen bezüglich der Größe des Entladungsgefäßes und der Wahl der verwendeten Komponenten eingegangen werden, die sich durch die Holographie ergeben.

Da die Intensität einer sphärischen Objektwelle reziprok quadratisch mit dem Abstand zwischen Objekt und Sensor abnimmt, sollte dieser Abstand möglichst gering sein, um noch kontrastreiche Hologramme zu erhalten. In vergleichbaren Aufbauten [46] beträgt dieser Abstand nur wenige cm. Aus diesem Grund wird eine möglichst kleine Kammer mit einem Innendurchmesser von 10 cm konzipiert. Berücksichtigt man die Stärke der Kammerfenster und die Position des Sensors innerhalb des Kameragehäuses, lässt sich somit ein mittlerer Abstand von 12 cm zwischen Objekt und Sensor erreichen.

Um einen guten optischen Zugang zu gewährleisten, verfügt die Plasmakammer über vier Fenster von $96 \text{ mm} \times 76 \text{ mm}$ Größe. Zusätzlich dazu lässt sich ein weiteres Fenster in den Kammerdeckel montieren. Einen kritischen Punkt stellt die Wahl des Fenstermaterials dar. In vielen anderen Fällen wird aus Sicherheits- und Kostengründen Acryl- oder Plexiglas als Fenstermaterial für die Plasmakammer gewählt. Der störende Einfluss solcher Fenstermaterialien wird in Abbildung 4.12 verdeutlicht. In Abbildung 4.12a beleuchtet der aufgeweitete Laserstrahl direkt den Sensor der Kamera, ohne dass sich weitere Komponenten im Strahlengang befinden. Zu sehen ist das gaußförmige Strahlprofil, sowie einige wenige Interferenzmuster, die durch die Grauglasfilter vor dem Sensor verursacht werden. Abbildung 4.12b zeigt das gleiche Bild für ein Kammerfenster aus Plexiglas. Man erkennt sofort die Abnahme der mittleren Intensität des Bildes. Diese wird sowohl durch die Reflexion an der Oberfläche der Kammerfenster, als auch durch die Absorption des Beleuchtungslichtes durch das Fenstermaterial verursacht. Des Weiteren sieht man eine Vielzahl horizontaler Interferenzstreifen, deren Ursprung in der mangelnden Planparallelität der Fensteroberflächen liegt. Dazu kommen noch störende Einschlüsse im Material,

die Acryl- oder Plexiglasfenster letztendlich als vollkommen ungeeignet für einen holographischen Aufbau erscheinen lassen. Als Material für die Kammerfenster wird sich daher für BK7 Quarzglas entschieden. Die Fenster aus diesem Material zeichnen sich sowohl durch ihre hohe Planparallelität, als auch durch die äußerst geringe Zahl von störenden Einschlüssen im Material aus. Zusätzlich wurden die Kammerfenster für die Wellenlänge des Beleuchtungslasers entspiegelt. Abbildung 4.12c) zeigt den geringen Einfluss der Kammerfenster aus BK7 Quarzglas. Nicht nur die mittlere Intensität bleibt erhalten, auch der Beitrag durch zusätzliche Interferenzmuster konnte auf ein Minimum reduziert werden. Die selben Überlegungen ergeben sich auch bei der Wahl des Küvettenmaterials. Auch hierfür wird hochwertiges Glas verwendet.

4.5.2 Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens

Für die Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens einer optischen Diagnostik ergeben sich im Wesentlichen zwei Möglichkeiten. Entweder man bestimmt das Ortsauflösungsvermögen anhand eines Referenzobjekts, zum Beispiel mit Hilfe eines Eichgitters, oder man vergleicht die Diagnostik direkt mit einer Referenzdiagnostik, von der ein hohes Ortsauflösungsvermögen bekannt ist. Die Verwendung eines Referenzobjekts gestaltet sich im Falle der digitalen in-line Holographie schwierig, da es sich dabei um ein dreidimensionales transparentes Objekt handeln müsste. Mit Hilfe eines Eichgitters ließe sich lediglich das Ortsauflösungsvermögen senkrecht zur optischen Achse des DIH-Aufbaus (x - und z -Koordinate) bestimmen, nicht aber entlang der optischen Achse (y -Koordinate). Daher liegt der Vergleich mit einer Referenzdiagnostik nahe. Aufgrund seines hohen Ortsauflösungsvermögens scheint ein Videomikroskop besonders als Referenzdiagnostik geeignet zu sein. Die begrenzte Schärfentiefe des Videomikroskops erlaubt jedoch nur annähernd zweidimensionale Objekte fokussiert abzubilden.

Aus diesem Grund wird für die Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens des DIH-Aufbaus innerhalb der Küvette ein 2D Staubkristall, bestehend aus 9 Partikeln, eingefangen und sowohl mit dem DIH-Aufbau von der Seite her, als auch mit einem Videomikroskop durch ein Fenster im Kammerdeckel beobachtet, siehe Abbildung 4.11. Durch diesen Aufbau lassen sich nicht nur alle Partikel fokussiert mit dem Videomikroskop abbilden, die senkrechte Orientierung der optischen Achsen beider Diagnostiken erlaubt einen direkten Vergleich der ermittelten Partikelpositionen, besonders die der Tiefenposition entlang der optischen Achse des DIH-Aufbaus. Zwar fehlt bei diesem Aufbau eine Referenz für die z -Koordinate des DIH-Aufbaus, jedoch kann davon ausgegangen werden, dass das Ortsauflösungsvermögen parallel zum Kamerasensor für die x - und z -Koordinate identisch ist.

Darüber hinaus bietet dieser Aufbau noch einen weiteren Vorteil. Da der 2D Staubkristall von der Seite her beobachtet wird, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei Partikel entlang der optischen Achse des DIH-Aufbaus hintereinander anordnen und sich daher ihre jeweiligen Interferenzmuster direkt überlagern. Auf diese Weise könnte die Frage beantwortet werden, ob abgeschattete Partikel, wie sie in Abschnitt 3.2 diskutiert worden sind, auch für die Holographie ein Problem darstellen.

Um systematische Fehler aufgrund der thermischen Bewegung der Partikel während der Aufnahme zu vermeiden, sind beide Kameras über einen externen Auslöser mit einer Wiederholrate von einem Bild pro Sekunde synchronisiert. Die Beleuchtung der Partikel erfolgt ausschließlich durch den aufgeweiteten Laserstrahl des DIH-Aufbaus. Das Videomikroskop nimmt dabei das Streulicht der Partikel senkrecht zur optischen Achse des DIH-Aufbaus auf. Die Belichtungszeit des DIH-Aufbaus beträgt lediglich $100\ \mu\text{s}$, während das Videomikroskop eine Belichtungszeit von 20 ms benötigt.

Auf diese Weise werden mit beiden Kameras jeweils 50 Bilder aufgezeichnet und die Hologramme anschließend rekonstruiert. Der Abstand zwischen den einzelnen Rekonstruktionsebenen beträgt dabei $10\ \mu\text{m}$ und entspricht damit in etwa dem Partikelradius. Für einen direkten Vergleich der Diagnostiken muss berücksichtigt werden, dass die digitale Holographie keiner Kalibrierung bedarf, da es sich um ein linsenfreies Abbildungsverfahren handelt, und somit die absoluten Partikelpositionen in Bezug auf den Kamerasensor nur von der Pixelgröße des Sensors und der Wellenlänge des Beleuchtungslasers abhängen. Im Gegensatz dazu muss der Vergrößerungsfaktor des Videomikroskops nach der Messung mit Hilfe eines Referenzgitters, das sich in der Fokalebene des Videomikroskops befindet, bestimmt werden. Nach der Skalierung werden die Ergebnisse des Videomikroskops durch eine Translation und eine Rotation in das Bezugssystem des DIH-Aufbaus transformiert.

Abbildung 4.13 zeigt die Ergebnisse für die mittleren Partikelpositionen des DIH-Aufbaus (\circ) und die des Videomikroskops (*). Zunächst wird deutlich, dass die Anzahl der Partikel für beide Diagnostiken identisch ist und die mittleren Partikelpositionen auf den ersten Blick gut übereinstimmen. Das bedeutet, dass während der Aufnahme und der anschließenden Rekonstruktion der Hologramme weder ein Partikel verloren gegangen ist, noch dass ein Pseudopartikel aufgrund von Artefakten hinzu gekommen ist. Für jedes der 50 Hologramme wurden exakt 9 Partikel rekonstruiert. Besonders wichtig ist hier, dass auch Partikel, die sich entlang der optischen Achse des DIH-Aufbaus hintereinander angeordnet haben, für jedes Hologramm als zwei getrennte Partikel rekonstruiert werden konnten, siehe Markierung in Abbildung 4.13. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil der digitalen Holographie gegenüber anderen Diagnostiken dar. Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse beider Diagnostiken zeigt eine mittlere Abweichung der Positionen entsprechender Partikel von $\delta_x = 19\ \mu\text{m}$ für die x -Koordinate und $\delta_y = 69\ \mu\text{m}$ für die y -Koordinate. Auf den ersten Blick erscheinen diese Abweichungen relativ hoch, jedoch wurden bei der Analyse eine Reihe von Fehlerquellen noch nicht berücksichtigt. Dazu gehören unter anderem Fehler bei der Bestimmung des Vergrößerungsfaktors, Parallaxenfehler aufgrund einer leichten Verkipfung der beiden optischen Achsen zueinander und Linsenverzerrungen durch das Objektiv des Videomikroskops. Somit muss ein wesentlicher Anteil der Abweichung dem Videomikroskop und seiner Kalibrierung zugeschrieben werden.

Die meisten dieser Fehlerquellen lassen sich durch die Beobachtung eines einzelnen Partikels, das sich im Zentrum des Kamerabildes des Videomikroskops befindet, minimieren. Sofern das Ortsauflösungsvermögen des DIH-Aufbaus ausreichend ist, um die thermische Bewegung des Partikels während der Messung beobachten zu kön-

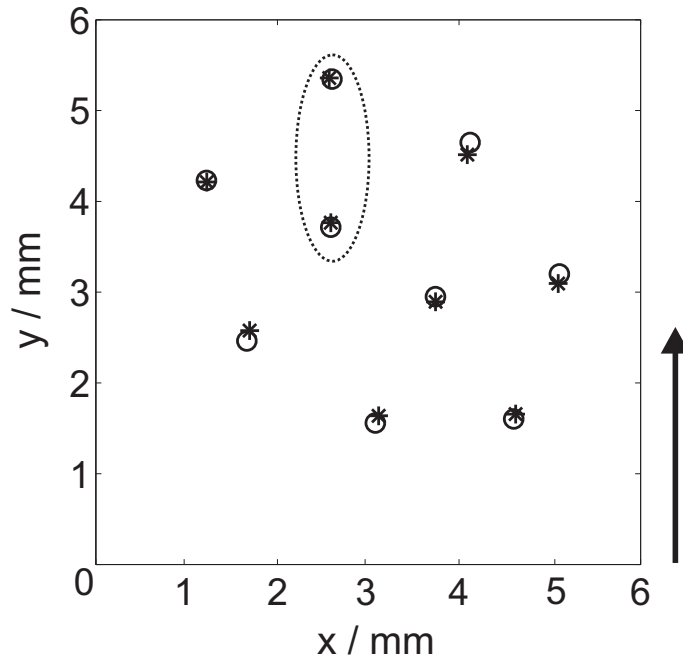


Abbildung 4.13: Mittlere Partikelpositionen eines 2D Staubkristalls, bestehend aus 9 Partikeln. Für einen besseren Vergleich wurden die Ergebnisse des DIH-Aufbaus (\circ) und die des Videomikroskops ($*$) überlagert. Der Pfeil markiert die Orientierung der optischen Achse des DIH-Aufbaus.

nen, ist ein Vergleich der Partikeltrajektorie bezüglich des Ortsauflösungsvermögens um einiges aussagekräftiger. Die ermittelten x - und y -Koordinaten des Partikels sind für jedes Bild beziehungsweise jedes Hologramm in Abbildung 4.14 separat dargestellt. Wieder werden die Ergebnisse des DIH-Aufbaus ($-$) mit denen des Videomikroskops ($*$) verglichen. Dabei zeigt sich eine erstaunliche Übereinstimmung der x -Koordinaten in Abbildung 4.14a. Die mittlere Abweichung beträgt lediglich $\delta_x = 1,6 \mu\text{m}$ und liegt somit weit unterhalb der Pixelgröße des Kamerasensors. Der Vergleich der y -Koordinaten in Abbildung 4.14b ergibt eine mittlere Abweichung von $\delta_y = 17 \mu\text{m}$. Dieser Wert ist zwar wie erwartet wesentlich höher als der für die x -Koordinate, liegt aber immer noch unterhalb des Partikeldurchmessers von $(19 \pm 2 \mu\text{m})$ und entspricht den Ergebnissen von Pan und Meng [46].

Somit zeigt diese Untersuchung, dass der DIH-Aufbau senkrecht zur optischen Achse über ein hohes Ortsauflösungsvermögen verfügt. Die Abweichungen zur Referenzdiagnostik liegen dabei unterhalb der Pixelgröße des Sensors. Das Auflösungsvermögen der Tiefenposition entlang der optischen Achse ist zwar wesentlich geringer, aber bezogen auf die typischen Abstände zwischen den Partikeln in staubigen Plasmen ausreichend für die Untersuchung vieler Fragestellungen. Jedoch erlaubt das geringe Zeitaufhebungsvermögen dieses Aufbaus, bedingt durch die niedrige Bildwiederholrate der Kamera, nur die Untersuchung statischer Strukturen oder zumindest nur sehr langsamer dynamischer Prozesse.

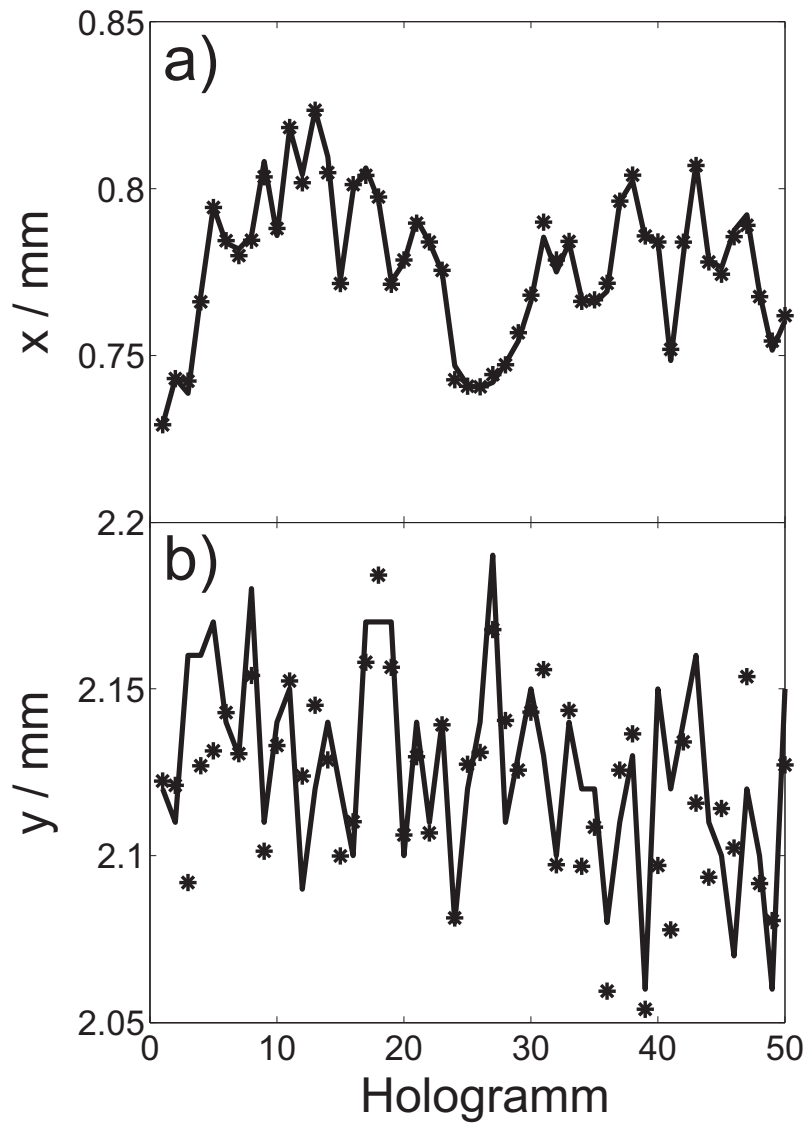


Abbildung 4.14: a) x -Koordinate eines einzelnen Partikels in jedem Hologramm. Der Vergleich der DIH Ergebnisse (—) mit denen des Videomikroskops (*) zeigt eine mittlere Abweichung von $\delta_x = 1,6 \mu\text{m}$. b) Entsprechende Analyse für die y -Koordinate. Die mittlere Abweichung beträgt hier $17 \mu\text{m}$.

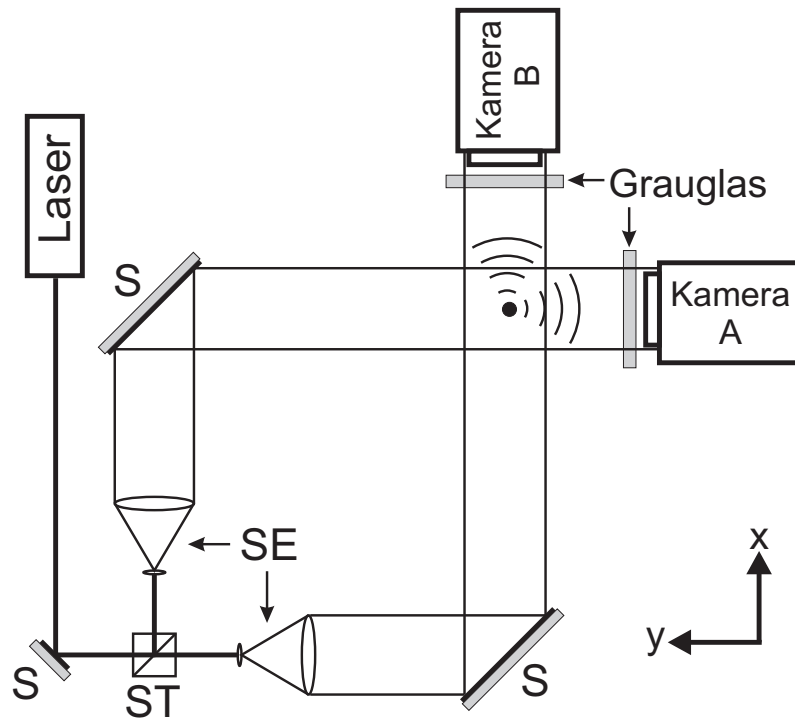


Abbildung 4.15: Optischer Aufbau für die stereoskopische digitale in-line Holographie (SDIH). Der Strahl des Beleuchtungslasers wird mittels eines Strahlteilers (ST) in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Danach werden beide Strahlen mit Hilfe eines Strahl-Expanders (SE) auf einen Durchmesser von 25 mm geweitet und durch Spiegel (S) abgelenkt, um das Objekt zu beleuchten. Die synchrone Aufnahme der Hologramme erfolgt durch zwei CMOS Kameras.

4.6 Stereoskopische digitale in-line Holographie

Der im vorherigen Abschnitt vorgestellte DIH-Aufbau hat gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, Hologramme von Staubpartikeln in einem Plasma aufzunehmen und die Partikelpositionen anschließend zu rekonstruieren. In diesem Abschnitt soll eine Weiterentwicklung des DIH-Aufbaus vorgestellt werden, die mit Hilfe eines stereoskopischen Ansatzes erhebliche Verbesserungen bezüglich des Orts- und Zeitaufklärungsvermögens ermöglicht.

4.6.1 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau für die stereoskopische digitale in-line Holographie (SDIH) ist in Abbildung 4.15 skizziert. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um zwei einzelne in-line Aufbauten, deren optische Achsen senkrecht zueinander orientiert sind. Zunächst teilt ein Strahlteiler (ST) den Strahl des Beleuchtungslaser in zwei Teile gleicher Intensität auf. Nachdem beide Strahlen jeweils durch einen Strahl-Expander (SE) auf einen Durchmesser von 25 mm geweitet worden sind, werden sie durch Spiegel (S) um 90° derart abgelenkt, dass sich die Strahlen kreuzen. Das Objekt befindet sich dabei im Schnittpunkt der optischen Achsen und wird durch

beide Strahlen beleuchtet. Ein gegenseitiger Einfluss beider in-line Aufbauten kann hierbei ausgeschlossen werden, da nach Abbildung 4.6 die Intensität des Streulichtes senkrecht zur optischen Achse um x Größenordnungen geringer ist als in Richtung der optischen Achse und somit vernachlässigt werden kann.

Für die synchrone Aufnahme der Hologramme werden in diesem Aufbau zwei Photon Focus MV-D1024 [105] Kameras verwendet. Diese Kameras verfügen über einen 1 Megapixel *complementary metal oxide semiconductor* (CMOS) Sensor mit einer Fläche von $10,9\text{ mm} \times 10,9\text{ mm}$ und einer Auflösung von 12 bit. Die Pixelgröße beträgt $10,6\text{ }\mu\text{m}$. Anders als bei einem einzelnen in-line Aufbau, bei dem das Beobachtungsvolumen in der Tiefe theoretisch unbegrenzt ist, ist das Beobachtungsvolumen für diesen Aufbau durch die orthogonale Orientierung und die Größe der Kamerasensoren auf $1,3\text{ cm}^3$ begrenzt. Grauglasfilter mit einer Transmission von 40% verhindern auch hier wieder eine Überbelichtung der Sensoren.

4.6.2 Ortsauflösungsvermögen

Die Untersuchungen in Abschnitt 4.5.2 haben gezeigt, dass die Bestimmung der Partikelkoordinaten senkrecht zur optischen Achse (x, z) eines einzelnen DIH-Aufbaus mit sehr hoher Genauigkeit ermittelt werden können, jedoch die Bestimmung der Tiefenposition entlang der optischen Achse (y) mit einem weit größeren Fehler behaftet ist. Zwar ähnelt der SDIH-Aufbau in Abbildung 4.15 dem eines Stereoskopie-Aufbaus, wie er in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, dennoch liefert bereits jeder in-line Aufbau ($i = A, B$) nach der Rekonstruktion einen kompletten Satz an x_i -, y_i - und z_i -Koordinaten. Da die optischen Achsen beider Aufbauten senkrecht zueinander orientiert sind, gilt $y_A = x_B$. Die Ergebnisse von Aufbau B können folglich dazu genutzt werden, die kritische y_A -Koordinate entlang der optischen Achse von Aufbau A mit der gleichen Genauigkeit wie für die Koordinaten senkrecht zur optischen Achse zu bestimmen. Für diesen Zweck werden die Koordinatensätze der beiden Aufbauten zunächst in ein gemeinsames Koordinatensystem transformiert

$$\begin{aligned} x &= x_A = -y_B + \Delta_x \\ y &= y_A = x_B + \Delta_y \\ z &= z_A = z_B + \Delta_z \quad . \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen Δ_x , Δ_y und Δ_z den Versatz der beiden optischen Achsen zueinander. Anschließend werden für jedes Partikel Koordinatenpärchen bestimmt, deren vertikaler Versatz $\delta_z \leq 20\text{ }\mu\text{m}$ und radialer Versatz $\delta_r \leq 150\text{ }\mu\text{m}$ ist. Die große Toleranz für δ_r berücksichtigt den Fehler bei der Bestimmung der Tiefenposition, jedoch liegt die Toleranz weit unterhalb des typischen Interpartikelabstands, wodurch eine fehlerhafte Zuordnung verhindert wird. Die endgültigen Partikelkoordinaten lauten nach der Zuordnung dann

$$\begin{aligned} x &= x_A \\ y &= x_B + \Delta_y \\ z &= z_A \quad . \end{aligned}$$

Da beide Kameras identisch sind, kann auf diese Weise für alle Koordinaten das gleiche hohe Ortsauflösungsvermögen erreicht werden.

4.6.3 Zeitauflösungsvermögen

Wie bereits in Abschnitt 4.5 erwähnt wurde, lassen sich mit Hilfe des in-line Aufbaus sehr kurze Belichtungszeiten realisieren. Das letztendliche Zeitauflösungsvermögen der digitalen in-line Holographie ist daher in erster Linie durch die Bildwiederholrate der Kamera limitiert. Die Photon Focus Kamera verfügt über eine maximale Bildwiederholrate von 150 Bildern pro Sekunde und ermöglicht somit die Untersuchung dynamischer Prozesse in staubigen Plasmen, zum Beispiel die Beobachtung von Staumdichtewellen [90, 91, 93–95] mit Frequenzen bis zu 75 Hz.

4.6.4 Rechenzeit

Ein weiterer Vorteil des SDIH-Aufbaus liegt in der erheblichen Reduzierung der Rechenzeit, die für die Rekonstruktion der Hologramme benötigt wird. Zwar muss die doppelte Anzahl von Hologrammen rekonstruiert werden, jedoch kann der Abstand zwischen den Rekonstruktionsebenen deutlich größer gewählt werden. Bei einem einzelnen in-line Aufbau würde man, um die Tiefenposition entlang der optischen Achse mit ausreichender Genauigkeit bestimmen zu können, den Abstand zwischen den einzelnen Rekonstruktionsebenen in der Größenordnung der Pixelgröße der verwendeten Kamera wählen. Da jedoch beim SDIH-Aufbau die Tiefenposition mit Hilfe der zweiten Kamera ermittelt wird, kann der Abstand zwischen den Rekonstruktionsebenen mehr als das zehnfache betragen. Typische Werte liegen hierbei im Bereich um $100\text{ }\mu\text{m}$. Dadurch kann die Anzahl der Rekonstruktionsebenen und die damit verbundene benötigte Rechenzeit auf ein Zehntel reduziert werden. Berücksichtigt man die doppelte Anzahl der Hologramme, ergibt sich somit eine Ersparnis der Rechenzeit von 80% verglichen mit einem einzelnen in-line Aufbau. Für ein Objekt mit einem Durchmesser von einem Zentimeter ergibt sich dadurch eine Rekonstruktionszeit von ca. 2,5 Minuten pro Hologramm, bei der Verwendung eines gängigen PCs (Intel Core 2 Duo E6400, 2,13 GHz). Abhängig von der Anzahl der zur Verfügung stehenden PCs lassen sich somit eine hohe Anzahl von Hologrammen in kürzester Zeit rekonstruieren.

4.7 Zusammenfassung und Diskussion

Die Untersuchungen in diesem Kapitel haben zu einer Reihe von Ergebnissen geführt. Zunächst konnte gezeigt werden, dass es prinzipiell möglich ist, Hologramme von Staubpartikeln, die sich in einem Plasma befinden, aufzunehmen und diese anschließend zu rekonstruieren. Aufgrund der räumlichen Intensitätsverteilung der Objektwelle wurde sich für einen in-line Aufbau entschieden. Mit Hilfe dieses Aufbaus lassen sich sehr kurze Belichtungszeiten von $\tau \leq 100\text{ }\mu\text{s}$ realisieren, wodurch das letztendlich erreichbare Zeitauflösungsvermögen nur durch die Bildwiederholrate der verwendeten Kamera begrenzt ist.

Die Untersuchungen zur Bestimmung des Ortsauflösungsvermögens haben gezeigt, dass die Koordinaten eines Partikels senkrecht zur optischen Achse mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden können. Bei einem Vergleich mit einem Videomikroskop als Referenzdiagnostik ließ sich dabei eine mittlere Abweichung von lediglich $1,6\text{ }\mu\text{m}$ feststellen, was weit unterhalb der Pixelgröße der verwendeten Kamera liegt. Mit Hilfe eines stereoskopischen digitalen in-line Aufbaus (SDIH) lässt sich dieses hohe Ortsauflösungsvermögen auch für die Bestimmung der Tiefenposition erlangen. Darüber hinaus erlaubt der SDIH-Aufbau eine erhebliche Reduzierung der für die Rekonstruktion benötigten Rechenzeit, wodurch auch die Rekonstruktion einer großen Anzahl von Hologrammen in kurzer Zeit möglich ist.

Nicht nur, dass sich die digitale in-line Holographie – und besonders der stereoskopische in-line Aufbau – bezüglich ihres Orts- und Zeitauflösungsvermögens als konkurrenzfähig gegenüber anderen 3D Diagnostiken erweist, verfügt sie überdies noch über eine Reihe von Vorteilen. Dazu gehört neben dem großen Beobachtungsvolumen auch noch die Tatsache, dass eine gegenseitige Abschattung von Partikeln, die sich hintereinander entlang der optischen Achse angeordnet haben, nicht auftritt. Des Weiteren benötigt die digitale Holographie keine aufwändige Kalibrierung der Kameras. Da keine Objektive für die Aufnahme der Hologramme verwendet werden, muss auch kein Kameramodell berücksichtigt werden, da alle Größen durch die Wellenlänge des Beleuchtungslasers und die Pixelgröße der verwendeten Kamera bestimmt sind. Auf diese Weise wird die Anzahl der möglichen Fehlerquellen auf ein Minimum reduziert.

Dennoch weist auch die digitale Holographie mögliche Fehlerquellen auf, die größtenteils mit der numerischen Rekonstruktion zusammenhängen. Für die numerische Rekonstruktion geht man von einer perfekt ebenen Referenzwelle aus, die absolut senkrecht auf den Sensor trifft. Dies muss aber bei der Aufnahme des Hologramms nicht zwangsläufig der Fall gewesen sein. Selbst wenn der Beleuchtungslaser perfekt ebene Wellenfronten aufweisen würde, werden diese spätestens durch die Linsen des Strahl-Expanders leicht verformt. Die Rekonstruktion unter der Annahme einer ebenen Referenzwelle führt in diesen Fall zu einer fehlerhaften Tiefenposition. Bei der Verwendung von Linsen mit sehr starker Krümmung, zum Beispiel Linsen mit einem großen Durchmesser und einer kurzen Brennweite, kann der hierdurch resultierende Fehler sehr groß werden. Diese Fehlerquelle wird im Falle der stereoskopischen in-line Holographie umgangen, da hier die Tiefenposition mit Hilfe der zweiten Kamera ermittelt wird. Jedoch kann auch hier eine leichte Verkipfung des Sensors zur optischen Achse zu einer fehlerhaften Partikelposition nach der Rekonstruktion führen, da die Referenzwelle bei der Aufnahme nicht, wie für die Rekonstruktion angenommen, absolut senkrecht auf den Sensor trifft. Da sich die Partikel aber in einem geringen Abstand zum Sensor befinden, sind die hieraus resultierenden Fehler im Vergleich zu den typischen Abständen zwischen den Partikeln eher gering. Dennoch muss auf eine äußerst präzise Justierung des optischen Aufbaus geachtet werden.

In Anbetracht der hier diskutierten Punkte steht fest, dass die digitale Holographie als Diagnostik für die dreidimensionale Untersuchung der Struktur und der Dynamik staubiger Plasmen hervorragend geeignet ist.

5 Strukturanalyse finiter Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken

Staubige Plasmen sind durch ihre typischen Größenskalen und ihre vergleichsweise langsame Dynamik ideal für die Untersuchung stark gekoppelter Systeme geeignet. Dabei sind besonders finite dreidimensionale Systeme [33,34] von Interesse, wie zum Beispiel die Yukawa-Balls [32,33], da diese aufgrund ihrer Ähnlichkeit mit anderen stark gekoppelten Systemen [5,6] einen Vergleich zwischen den unterschiedlichen Themengebieten erlauben.

In den letzten Jahren wurden zahlreiche Untersuchungen zu den strukturellen Eigenschaften der Yukawa-Balls durchgeführt [33,35–41]. Seit der Entwicklung echter 3D Diagnostiken, siehe Kapitel 3, die eine instantane Messung aller Partikelkoordinaten mit ausreichender Orts- und Zeitauflösung erlauben, sind nun auch Untersuchungen zu ihren dynamischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Analyse ihrer Eigenmoden, Wellenausbreitung und Phasenübergänge theoretisch möglich. Dennoch gestaltet sich die Anregung und Beobachtung von dynamischen Prozessen in diesen Systemen schwierig. Aufgrund der typischen experimentellen Parameter für den Einfang der Yukawa-Balls sind diese Partikelsysteme stark gedämpft, wobei im Wesentlichen der hohe Neutralgasdruck von $p > 20$ Pa [33,35] für die Dämpfung des Systems verantwortlich ist. Nach Gleichung 2.20 ist die Neutralgasreibung und somit auch die resultierende Dämpfung des Systems direkt proportional zum Neutralgasdruck. Daher ergibt sich die Überlegung, finite dreidimensionale Systeme bei niedrigen Neutralgasdrücken ($p < 5$ Pa) einzufangen, da hier die Dämpfung aufgrund der Epstein-Reibung mit dem Neutralgas weitaus geringer ist.

Eine Änderung des Neutralgasdruckes bewirkt jedoch auch immer eine Änderung aller übrigen Plasmaparameter und somit auch der Stärke des Einfangpotentials. Untersuchungen zu zweidimensionalen Plasmakristallen [20,21] haben gezeigt, dass durch eine Reduzierung des Neutralgasdruckes ein Phasenübergang innerhalb des Kristalls von einer festen zu einer flüssigen Phase induziert werden kann. Ein solcher Phasenübergang soll jedoch in den nachfolgenden Experimenten vermieden werden, da es für die Analyse der unterschiedlichen Aggregatzustände und der damit verbundenen Phasenübergänge experimentell wesentlich einfacher ist, ein kristallines System zu schmelzen, zum Beispiel mittels Laserheizung [106–108], als ein flüssiges System runter zu kühlen. Aus diesem Grund soll ein kristalliner Ausgangszustand des Systems erreicht werden.

Um einen unerwünschten Phasenübergang bei einer Änderung des Neutralgasdruckes zu vermeiden, muss die Kopplung zwischen den Partikeln verstärkt werden.

Praktisch ist dies durch eine höhere Ladung Q_d auf den Partikeln möglich, da die Kopplung zwischen den Partikeln nach Gleichung 2.8 proportional zu Q_d^2 ist. Die einfachste Möglichkeit, die zudem eine signifikante Änderung der Partikelladung verspricht, liegt in der Verwendung größerer Partikel, da die Ladung auf den Partikeln nach Gleichung 2.10 linear mit dem Partikelradius a_d zunimmt. Jedoch nimmt proportional zu a_d^3 die Masse für massive Partikel zu und somit auch die Gewichtskraft auf die Partikel. Hierdurch wird die Levitation und somit der Einfang der Partikel erschwert. In diesem Punkt erscheinen Hohlpartikel aufgrund ihres günstigeren Ladung-Masse-Verhältnisses (q/m) als eine mögliche Lösung.

Neben der grundsätzlichen Frage, ob es überhaupt möglich ist, finite Staubwolken aus großen Hohlpartikeln bei niedrigen Neutralgasdrücken in einem kristallinen Zustand einzufangen, ist besonders die Struktur dieser Staubwolken von Interesse. Da mit einer Änderung des Neutralgasdruckes auch immer eine Änderung der Einfangbedingungen verbunden ist, sind strukturelle Unterschiede zu früheren Beobachtungen bei höheren Neutralgasdrücken durchaus möglich.

Da die Entladungsgeometrie einen direkten Einfluss auf den Verlauf des Einfangpotentials und somit möglicherweise auch auf die Struktur der Staubwolke hat, sollen zunächst die Plasmakammer und die verwendeten Partikel kurz beschrieben werden, bevor Untersuchungen zu finiten Staubwolken bei geringen Neutralgasdrücken vorgestellt werden.

5.1 Experiment

Die besonderen Anforderungen an die Plasmakammer bezüglich der digitalen Holographie wurden bereits in Abschnitt 4.5.1 diskutiert. Die folgende Darstellung konzentriert sich daher eher auf die für den Einfang der Partikel relevanten Aspekte. Abbildung 5.1a zeigt einen Querschnitt durch die Kammer. Die Kammer besteht aus einem $14\text{ cm} \times 14\text{ cm} \times 26\text{ cm}$ großen Edelstahlblock mit einer zentralen Bohrung mit einem Durchmesser von 10 cm. Jeweils vier KF-25 Flansche am oberen und unteren Ende der Kammer bieten zahlreiche Anschlussmöglichkeiten, zum Beispiel für die Vakuumpumpe und den Druckmesskopf. Der Einlass des Neutralgases geschieht über ein Nadelventil. Um dabei ungewollte Verwirbelungen des Neutralgases in der Kammer zu vermeiden, befindet sich das Nadelventil in direkter Nachbarschaft des Anschlusses für die Vakuumpumpe. Als Neutralgas wird Argon verwendet.

Als Kammerboden und Deckel dienen zwei KF-100 Flanschdeckel. Fest mit diesen Deckeln sind die Elektroden (grün) verbunden, die sich auf diese Weise modular austauschen lassen. Dadurch ist es mit geringem Aufwand möglich, unterschiedliche Elektrodenkonfigurationen für diese Kammer zu realisieren. Abbildung 5.1b zeigt die Elektrodenkonfiguration, wie sie für die nachfolgenden Experimente verwendet worden ist. Es handelt sich dabei um eine asymmetrische kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz (HF)-Entladung. Die untere Elektrode ist über eine Matchbox (MB) mit einem Hochfrequenzsender verbunden und wird mit einer Frequenz von 13,56 MHz getrieben. Die Elektrode besitzt einen Durchmesser von 7 cm und ist durch einen Teflonisolator (weiß) von der übrigen Kammer isoliert. Um eine Entladung unterhalb

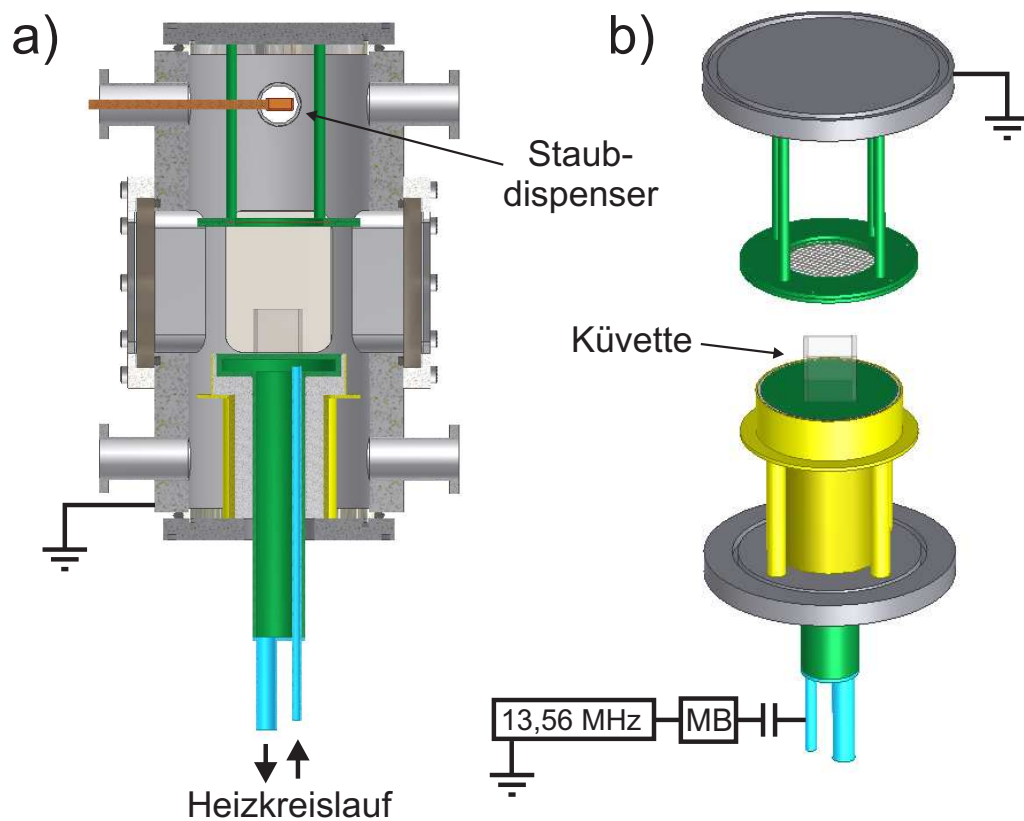


Abbildung 5.1: a) Querschnitt durch die Plasmakammer. Die Kammer verfügt über zwei modulare Elektroden, die fest mit dem Kammerboden und Deckel verbunden sind. Zusätzlich kann die untere Elektrode mit Hilfe eines Thermostats geheizt werden. b) Hier verwendete Elektrodenkonfiguration. Die untere Elektrode ist über eine Matchbox (MB) mit einem HF-Sender verbunden, während die obere Elektrode und die Kammerwände geerdet sind. Die Partikel werden mit Hilfe eines Staubdispensers durch ein Gitter in der oberen Elektrode in das Plasma gestreut. Für einen horizontalen Einschluss der Partikel befindet sich eine Küvette aus Glas auf der unteren Elektrode.

der Elektrode zu verhindern, ist diese zusätzlich von einem Erdungsschild umgeben (gelb). In Abschnitt 2.3 wurde bereits erwähnt, dass durch einen Temperaturgradienten im Neutralgas eine zusätzliche thermophoretische Kraft auf die Partikel ausgeübt werden kann, und dass diese bei einer geheizten unteren Elektrode der Gravitationskraft entgegen wirkt, siehe Abschnitt 2.4.2. Zu diesem Zweck kann die untere Elektrode mit Hilfe eines Thermostaten auf eine Temperatur von bis zu $T_{Elek.} = 90^\circ\text{C}$ erhitzt werden.

Die obere Elektrode besteht aus einer Metallscheibe mit einem Durchmesser von 9,2 cm, die über vier Metallstifte mit dem oberen Flanschdeckel verbunden ist. Sowohl die obere Elektrode, als auch die Kammerwände sind dabei geerdet. Der Abstand zwischen den Elektroden beträgt 7,2 cm. Die Partikel werden mit Hilfe eines Staubdispensers durch ein Gitter in der Metallscheibe in die Entladung gestreut.

Für den horizontalen Einschluss der Partikel befindet sich eine Küvette aus Glas mit einer Kantenlänge von 20 mm mittig auf der unteren Elektrode. Dabei ist die Küvette oben und unten offen.

5.2 Verwendete Partikel

Für die meisten Untersuchungen in staubigen Plasmen werden Partikel aus Melaminformaldehyd (MF) oder Polymethylmethacrylat (PMMA) verwendet. Jedoch ist es aufgrund des Herstellungsprozesses nicht möglich, Hohlpartikel aus diesen Materialien herzustellen. Aus diesem Grund werden für die nachfolgenden Experimente Glashohlpartikel vom Typ Scotchlite **S22** [109] verwendet. Abbildung 5.2a zeigt die mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) erzeugte Aufnahme einiger dieser Partikel. Auf der Aufnahme lässt sich die nahezu perfekte sphärische Form der Partikel erkennen. Diese Partikel lassen sich in großen Mengen kostengünstig beziehen, allerdings weist das Rohmaterial eine sehr breite Größenverteilung auf. Mit Hilfe eines differentiellen Siebverfahrens lässt sich die Größenverteilung jedoch erheblich verringern, so dass eine mittlere Partikelgröße von $d_{hohl} = (19 \pm 2) \mu\text{m}$ Durchmesser erzielt werden kann. Abbildung 5.2b zeigt die REM-Aufnahme eines zerbrochenen Hohlpartikels. Anhand der Bruchkante lässt sich eine Wandstärke der Hohlpartikel von ungefähr $s \approx 0,3 \mu\text{m}$ bestimmen. Dies ergibt bei einer Dichte von $\rho_{Glas} = 2500 \text{ kg/m}^3$ für das verwendete Glas eine mittlere Partikelmasse von

$$m_d = \frac{4}{3}\pi\rho_{Glas} \left[\left(\frac{d_{hohl}}{2} \right)^3 - \left(\frac{d_{hohl}}{2} - s \right)^3 \right] \approx 8 \times 10^{-13} \text{ kg} \quad . \quad (5.1)$$

Verglichen mit dem massiven MF-Partikeln, die bisher für den Einfang finiter Staubwolken verwendet worden sind ($d_{MF} = 3,47 \mu\text{m}$, $\rho_{MF} = 1514 \text{ kg/m}^3$) [110], ist die Masse der Glashohlpartikel und somit auch die auf die Partikel wirkende Gravitationskraft um einen Faktor $R_g \approx 25$ größer und entspricht damit der Kraft, die auf ein massives MF-Partikel mit einem Durchmesser von $d_{MF} = 10 \mu\text{m}$ wirkt. Vergleicht man jedoch die thermophoretische Kraft auf die Partikel nach Gleichung 2.22 und nimmt dabei einen identischen Verlauf des Temperaturgradienten $\vec{\nabla}T_n$ an, so ist die thermophoretische Kraft auf die Glashohlpartikel um einen Faktor $R_{th} \approx 30$ stärker,

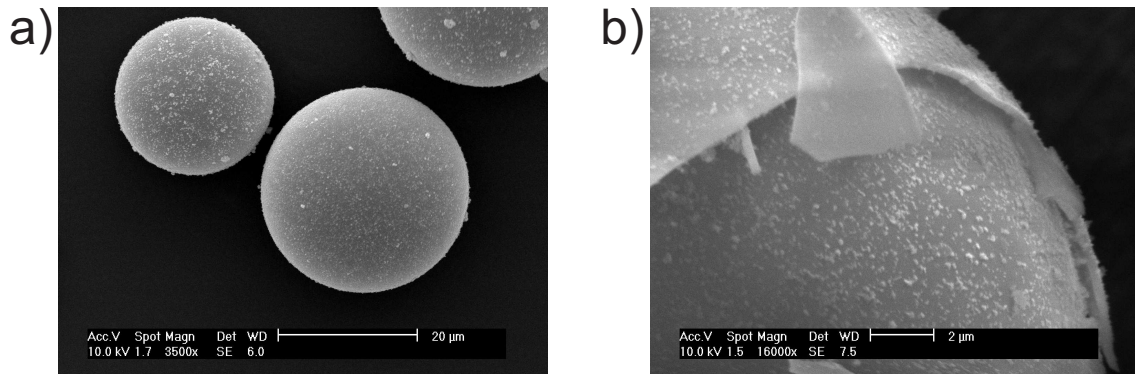


Abbildung 5.2: a) REM-Aufnahme einiger Glashohlkugeln. b) REM-Aufnahme einer zerbrochenen Glashohlkugel. Anhand der Bruchkante lässt sich eine Wandstärke von ungefähr $0,3\,\mu\text{m}$ bestimmen.

als die, die auf die kleineren MF-Partikel wirkt. Das bedeutet, dass eine Levitation der schwereren Glashohlpartikel mit Hilfe eines Temperaturgradienten im Neutralgas theoretisch sogar einfacher zu erreichen sein sollte.

5.3 Strukturanalyse

Obwohl die in Abschnitt 5.1 beschriebenen experimentellen Bedingungen für den Einfang der Staubpartikel denen aus früheren Experimenten zum Einfang von Yukawa-Balls entsprechen [33,35], ist es dennoch fraglich, ob finite dreidimensionale Staubwolken bei deutlich niedrigeren Neutralgasdrücken überhaupt eingefangen werden können und ob diese Partikelsysteme dann auch eine kristalline Ordnung aufweisen werden. Zwar zeigt der Vergleich zwischen der Gravitationskraft und der thermophoretischen Kraft auf die Hohlpartikel, dass die Levitation und somit der vertikale Einschluss der Partikel rein theoretisch möglich ist, dennoch wurden bisher noch keine Untersuchungen zu finiten Staubwolken mit solch großen Partikeln bei erheblich niedrigerem Neutralgasdruck durchgeführt. Daher kann nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden, ob auch der horizontale Einschluss der Partikel ohne Weiteres möglich ist, da aufgrund der Partikelgröße eine wesentlich höhere Ladung und somit auch eine stärkere Abstoßung zwischen den Partikeln vorliegen könnte. Um dies zu prüfen, werden bei einem Neutralgasdruck von 3 Pa, einer HF-Amplitude von $75\,\text{V}_{\text{ss}}$ und einer Elektrodentemperatur von $T_{\text{Elek.}} = 40^\circ\text{C}$ Partikel in die Küvette gestreut. Die Beobachtung der Staubpartikel erfolgt mit Hilfe des SDIH-Aufbaus.

Abbildung 5.3a zeigt die Seitenansicht einer Staubwolke, bestehend aus 150 Partikeln, innerhalb der Küvette. Dabei sind alle Partikelpositionen in die xz -Ebene projiziert. $x = y = 0$ bezieht sich hierbei auf den Massenschwerpunkt der Staubwolke. Die z -Koordinate gibt den Abstand zur unteren Elektrode an, somit befindet sich die Staubwolke mit einer mittleren Levitationshöhe von etwa 13 mm in der oberen Hälfte der Küvette. Die Ausdehnung der Wolke ist in allen Richtungen nahezu identisch und beträgt in etwa 4 mm. Um einen ersten Eindruck von der Ordnung

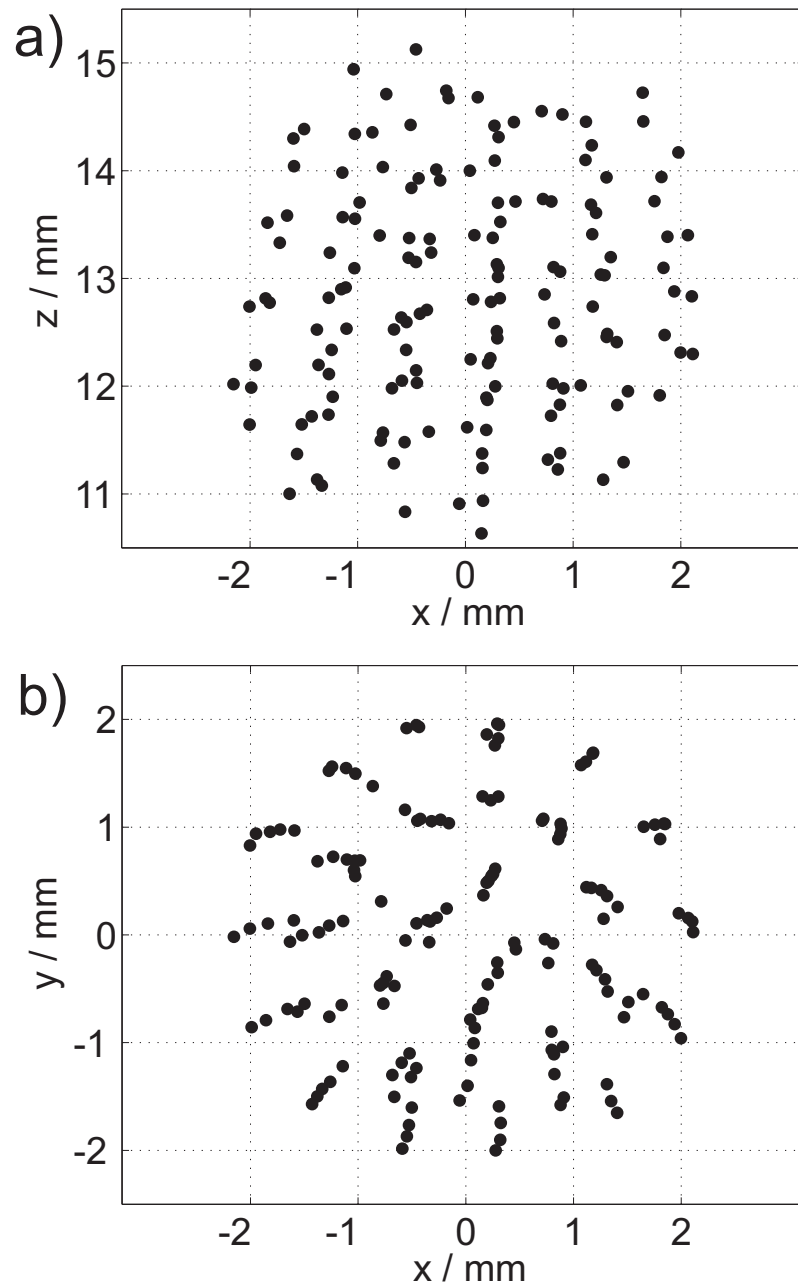


Abbildung 5.3: a) Seitenansicht der Partikelwolke. Alle Partikelpositionen sind in die xz -Ebene projiziert. Auf den ersten Blick sind keine Anzeichen von einer besonderen Partikelordnung zu erkennen. b) Aufsicht auf die Partikelwolke. Die Partikel scheinen sich zu vertikalen Ketten entlang der vertikalen (z) Achse anzuordnen.

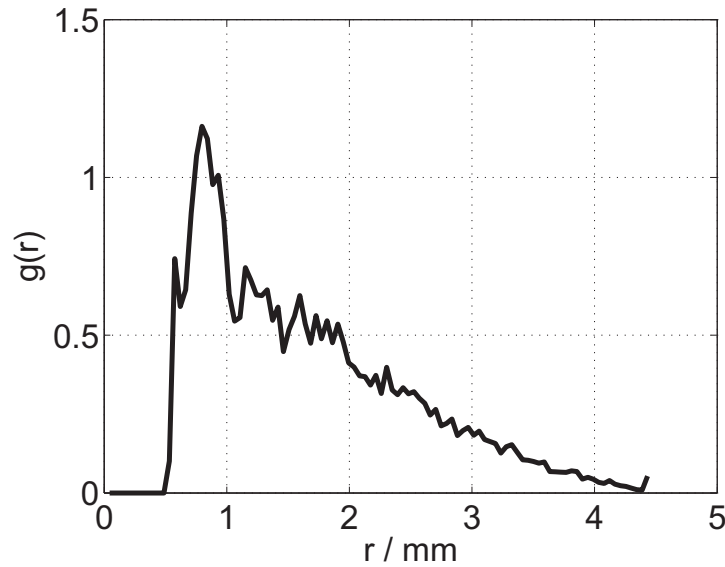


Abbildung 5.4: Die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$ zeigt einen definierten Mindestabstand zwischen den Partikeln und weitere deutlich schwächer ausgeprägte Maxima, was auf eine kristalline Ordnung innerhalb der Staubwolke hindeutet. Der Abfall der Funktion für größer werdende Radien ist eine Konsequenz der finiten Größe der Staubwolke.

der Staubpartikel in der Wolke zu erhalten, wird die Paarkorrelationsfunktion [111]

$$g(r) = \frac{V}{4\pi r^2 N(N-1)} \left(\sum_i \sum_{i \neq j} \delta(r - r_{ij}) \right) \quad (5.2)$$

berechnet. Hierbei sind $i, j \in [1 \dots N]$, N die Partikelanzahl, V das Volumen und $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ der Abstand zwischen dem i -ten und j -ten Partikel. Die Paarkorrelationsfunktion gibt die mittlere Wahrscheinlichkeitsdichte dafür an, ein Partikel in einem Abstand r zu einem beliebigen anderen Partikel zu finden. Im Falle einer zufälligen Verteilung der Partikel in einem unendlich ausgedehnten System würde die Paarkorrelationsfunktion $g(r) = 1$ für alle Abstände r ergeben. Nimmt man dagegen ein unendlich ausgedehntes dreidimensionales System mit einer perfekten kristallinen Ordnung ohne Defekte an, so würde die Paarkorrelationsfunktion aufgrund der langreichweitigen Korrelation eine Reihe periodischer Deltapeaks aufweisen, wobei das erste Maximum den Abstand nächster Nachbarn angeben würde. In Wirklichkeit jedoch führen die thermische Bewegung der Partikel und besonders Defekte in der Kristallstruktur zu einer Verbreiterung der Maxima und einer Verringerung der Modulationstiefe für größer werdende Abstände r . Abbildung 5.4 zeigt die Paarkorrelationsfunktion für die Staubwolke aus Abbildung 5.3. Für $r \leq 0,45$ mm kann zunächst keine Korrelation beobachtet werden. Danach nimmt die Korrelation sprunghaft zu und erreicht ein globales Maximum bei $r \approx 0,79$ mm. Nachdem die Korrelation zunächst wieder abnimmt, folgen weitere, jedoch sehr viel geringer ausgeprägte Maxima. Der Verlauf der Funktion zeigt eindeutig einen definierten Mindestabstand zwischen den Partikeln. Zwar liefert die Modulation der Funktion einen ersten Hinweis auf eine kristalline Ordnung im Inneren der Staubwolke, je-

doch ist die Modulationstiefe für größere Radien und damit der Hinweis auf eine langreichweitige Ordnung nur schwach ausgeprägt. Die Ursache hierfür liegt in der geringen Partikelanzahl, wodurch bereits wenige Defekte in der Struktur einen erheblichen Einfluss auf die Modulationstiefe der Funktion besitzen. Zusätzlich weist die Paarkorrelationsfunktion einen schnellen Abfall für größer werdende Abstände r auf, bis die Korrelation für $r = 4,4\text{ mm}$ schließlich wieder auf Null zurück geht. Die Ursache für diesen Abfall der Funktion liegt in der finiten Größe der Staubwolke. Der Term $4\pi r^2$ berücksichtigt die erhöhte Wahrscheinlichkeit, ein Partikel in einem größeren Abstand r zu finden und dient dazu, die Paarkorrelationsfunktion auf 1 zu normieren. Dabei wird von einem unendlich ausgedehnten dreidimensionalen Kristall mit einer isotropen Partikelverteilung ausgegangen. Für finite Systeme ist dieser Normierungsfaktor oft zu groß, da die Partikel an der Oberfläche weniger nächste Nachbarn in ihrer Umgebung besitzen als zum Beispiel ein Partikel im Inneren des Systems. Dies macht sich besonders bei Systemen mit niedriger Partikelanzahl bemerkbar, da sich hier die meisten Partikel auf der Oberfläche befinden. Die Paarkorrelationsfunktion weist große Ähnlichkeit zu der von Yukawa-Balls [32] auf. Ein Kriterium, das den Übergang von der festen zur flüssigen Phase definiert, und somit als Kriterium für einen kristallinen Zustand verwendet werden kann, ist das Lindemann-Kriterium [112]. Das Lindemann-Kriterium besagt, dass ein System schmilzt, wenn die mittlere Auslenkung der Partikel um ihre Gleichgewichtslage aufgrund der thermischen Bewegung 10% des Interpartikelabstandes überschreitet. Eine Analyse der thermischen Bewegung der Partikel zeigt, dass die mittlere Auslenkung aller Partikel um ihre Gleichgewichtsposition $35\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Bezogen auf den mittleren Abstand zwischen den Partikeln in der Wolke entspricht dies weniger als 5%. Dies zeigt nicht nur, dass es möglich ist, finite Staubwolken aus großen Hohlpartikeln bei deutlich niedrigerem Neutralgasdruck einzufangen, sondern dass sich diese Partikelsysteme nach dem Lindemann-Kriterium auch noch in einem kristallinen Zustand befinden.

Auf den ersten Blick lässt die Seitenansicht in Abbildung 5.3a außer der annähernd sphärischen Form der Partikelwolke keine Anzeichen einer besonderen Ordnung der Partikel erkennen. Dies ändert sich allerdings, wenn man die Wolke von oben betrachtet. Abbildung 5.3b zeigt eine Aufsicht auf die Partikelwolke. Auch hier sind wieder alle Partikelpositionen in die xy -Ebene projiziert. Man erkennt eine Häufung der Partikel an bestimmten Positionen, dabei handelt es sich um Partikel in unterschiedlichen Levitationshöhen. Die Partikel scheinen sich somit in vertikalen Ketten anzuordnen. Diese Anordnung der Partikel in vertikale Ketten ist aus Beobachtungen von ausgedehnten 2,5D Staubkristallen [10, 20, 21, 76] in der unteren Randschicht eines Plasmas, wie sie bereits in Abschnitt 2.4.1 beschrieben worden sind, bekannt und werden mit einem Fokus der Ionen unterhalb der Staubpartikel erklärt. Jedoch weisen diese 2,5D Systeme einen wesentlichen strukturellen Unterschied zu der Staubwolke in Abbildung 5.3 auf. In diesen Systemen befinden sich die einzelnen Partikel einer Kette in den gleichen Levitationshöhen wie die Partikel aus benachbarten Ketten, so dass diese Staubkristalle ausgeprägte horizontale Ebenen bilden. Der horizontale Abstand zwischen den Partikeln beträgt dabei typischerweise $a_h \approx 1,4a_v$, wobei a_v der vertikale Abstand zwischen den Partikellagen ist [78]. Betrachtet man

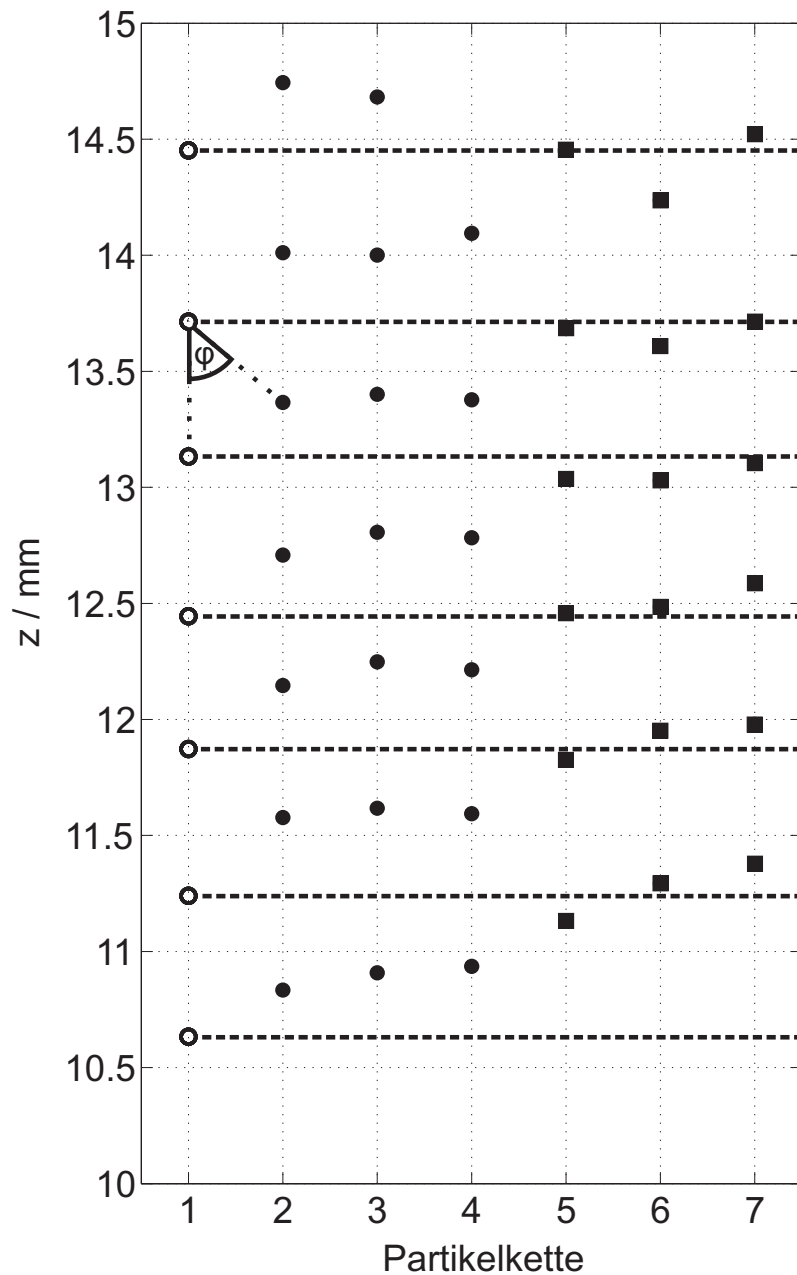


Abbildung 5.5: Vergleich der vertikalen Partikelposition (z -Koordinate) benachbarter Partikelketten. Partikelkette 1 bezieht sich auf eine Partikelkette in Zentrum der Staubwolke. Die z -Koordinaten ihrer Partikel sind durch Kreise dargestellt. Die z -Koordinaten benachbarter Partikelketten (2 – 7) sind durch Punkte und Kästchen markiert. Zwei unterschiedliche Sorten von Partikelketten können identifiziert werden. Partikelketten, deren Partikel sich annähernd auf gleicher Höhe wie die der Partikelkette 1 befinden, sind durch Kästchen markiert. Die Punkte markieren Partikelketten, deren Partikel um einen halben Interpartikelabstand in vertikaler Richtung versetzt sind.

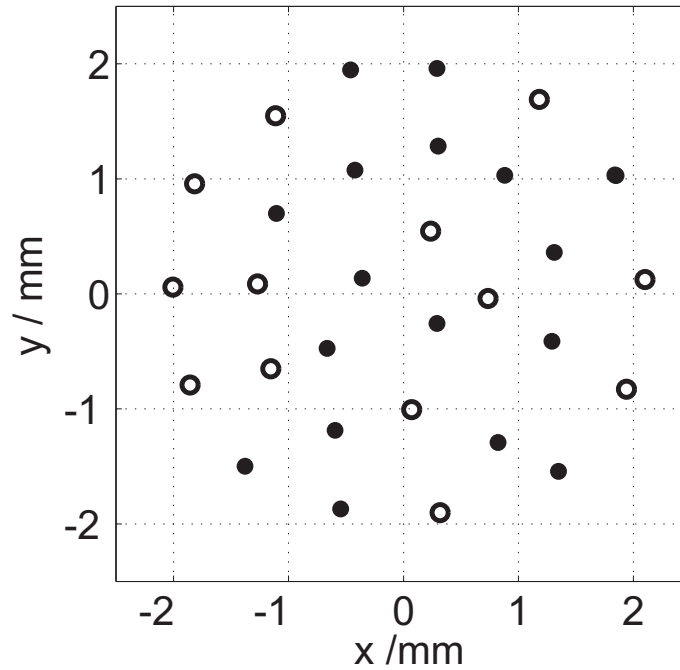


Abbildung 5.6: Horizontaler Querschnitt durch die Staubwolke. Die Markersymbole stehen für die beiden unterschiedlichen Sorten von Partikelketten. Eine reguläre Anordnung der Ketten lässt sich nicht erkennen.

erneut die Seitenansicht der Partikelwolke in Abbildung 5.3a, so lässt sich eine solche ausgeprägte Anordnung der Partikel in horizontale Ebenen nicht erkennen. Deshalb ist es notwendig für eine weitergehende Strukturanalyse die Partikel vertikalen Ketten zuzuordnen. Auf diese Weise können 25 Ketten mit einer durchschnittlichen Länge von 6 Partikeln identifiziert werden. Der mittlere vertikale Abstand zwischen benachbarten Partikeln in einer Kette beträgt $a_v = (665 \pm 45) \mu\text{m}$, dabei sind die einzelnen Ketten in horizontaler Richtung im Mittel $a_h \approx (1,18 \pm 0,1)a_v$ voneinander entfernt. Diese charakteristischen Werte lassen sich wiederum auch in der Paarkorrelationsfunktion $g(r)$ in Abbildung 5.4 wiederfinden. Der dominante Peak entspricht in etwa dem mittleren horizontalen Abstand a_h zwischen den Ketten, während der Peak in seiner linken Flanke den vertikalen Abstand a_v zwischen den Partikeln in einer Kette wiedergibt. Für eine anschließende Analyse der Orientierung der Ketten zueinander werden die vertikalen Positionen (z -Koordinate) der Partikel benachbarter Ketten miteinander verglichen. Abbildung 5.5 zeigt einen solchen Vergleich. Partikelkette 1 bezeichnet dabei eine Partikelkette, die sich im Zentrum der Wolke befindet. Die z -Koordinaten der Partikel dieser Kette sind durch Kreise dargestellt. Die z -Koordinaten der Partikel aus umgebenen Ketten (2 – 7) sind durch Punkte und Kästchen markiert. Die Nummerierung der Partikelketten ist dabei zufällig gewählt. Für einen besseren Vergleich mit den anderen Ketten sind die z -Koordinaten von Partikelkette 1 nochmals durch gestrichelte Linien markiert. Der Vergleich mit den umgebenen Ketten zeigt, dass es zwei unterschiedliche Sorten von Partikelketten gibt. Die z -Koordinaten der ersten Sorte (2 – 4) sind in Abbildung 5.5 durch Punkte

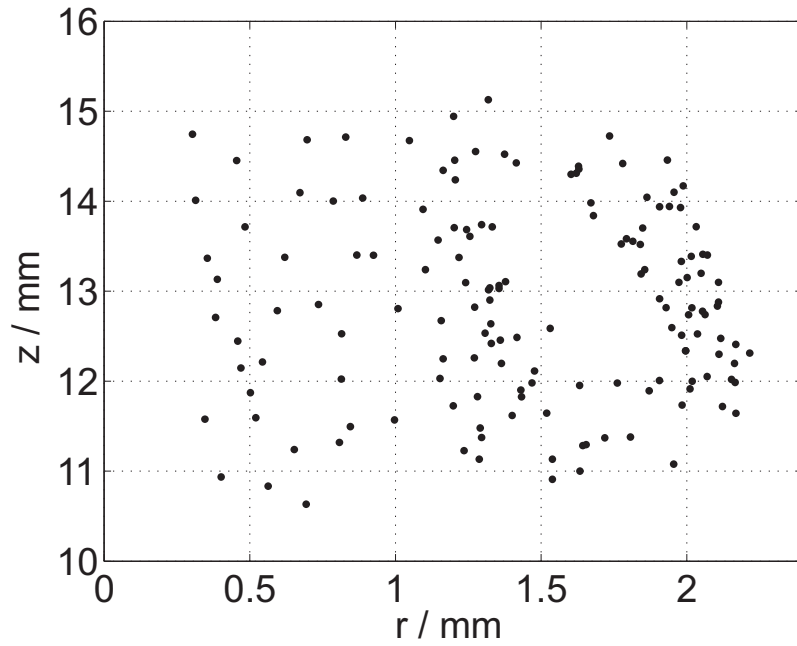


Abbildung 5.7: Radiale Verteilung der Partikel in Abhängigkeit der Levitationshöhe. Die beiden äußeren Schalen für $r \geq 1$ mm lassen sich klar erkennen.

dargestellt. Die Partikel in diesen Ketten ordnen sich bezogen auf die Partikelkette 1 in Zwischenebenen an. Der Versatz in vertikaler Richtung beträgt dabei für alle Partikel dieser Ketten ungefähr den halben vertikalen Partikelabstand zwischen benachbarten Partikeln in einer Kette $a_v/2$. Berücksichtigt man den horizontalen Abstand zwischen benachbarten Ketten, so ordnen sich die Partikel in den versetzten Ketten in einem Winkel von $\phi \approx 65^\circ$ zur vertikalen Achse der Partikelkette 1 an, siehe Abbildung 5.5. Die z -Koordinaten der zweiten Kettensorte (5–7) sind in Abbildung 5.5 durch Kästchen dargestellt. Die Partikel dieser Ketten ordnen sich annähernd an den selben vertikalen Positionen wie die der Partikelkette 1 an. Dass diese abwechselnde Anordnung beider Partikelketten sich nicht nur auf ein Beispiel im Zentrum der Partikelwolke beschränkt, wird deutlich, wenn man die Verteilung beider Partikelketten innerhalb der Wolke betrachtet. Abbildung 5.6 zeigt einen horizontalen Querschnitt durch die Staubwolke. Die beiden unterschiedlichen Markersymbole stehen dabei für jeweils eine Sorte von Partikelketten. Für eine einfach-hexagonale Struktur, bei der sich die Partikel aller Ketten in horizontalen Ebenen anordnen, sollte in dieser Darstellung nur ein Markersymbol erscheinen. Dagegen würde ein Kristall mit einer fcc, bcc oder hcp Volumenordnung beide Markersymbole abwechselnd in der Weise zeigen, dass jeweils ein Markersymbol nur von der anderen Sorte umgeben wäre [12]. In Abbildung 5.6 erkennt man jedoch, dass beide Markersymbole zufällig verteilt zu sein scheinen, das bedeutet, dass eine Partikelkette sowohl von Ketten, deren Partikel sich auf gleicher Höhe befinden, als auch von zu ihr versetzten Ketten umgeben ist. Somit gibt es innerhalb der Staubwolke keinen Bereich, der eine einheitliche Volumenordnung der Partikel, sei es nun eine Kugelpackung oder eine einfach-hexagonale Struktur, aufweist.

Zusätzlich zur Anordnung der Partikel in vertikale Ketten weist die Partikelwolke in Abbildung 5.3 auch strukturelle Merkmale auf, wie sie aus früheren Untersuchungen zu den Yukawa-Balls bekannt sind. Neben der annähernd sphärischen äußeren Form der Wolke zeigt die radiale Verteilung der Partikel in Abhängigkeit der Levitationshöhe (z -Koordinate) eine Schalenstruktur, siehe Abbildung 5.7. Zumindest die beiden äußeren Schalen für $r \geq 1$ mm sind hierbei deutlich ausgeprägt. Im Inneren der Staubwolke können dagegen keine Schalen mehr eindeutig identifiziert werden.

5.4 Diskussion

Die in diesem Abschnitt beschriebene Falle zum Einfang der Staubpartikel wurde bereits in früheren Experimenten zu finiten Staubwolken, den Yukawa-Balls, verwendet. Die Staubwolke weist daher strukturelle Merkmale auf, die denen von Yukawa-Balls sehr ähnlich sind. Dazu gehört neben der sphärischen Form der Staubwolke auch das Auftreten einer Schalenstruktur. Zumindest die beiden äußeren Schalen waren dabei deutlich ausgeprägt, wohingegen im Inneren der Staubwolke eine Schalenstruktur nicht mehr eindeutig identifiziert werden konnte. Daneben konnte jedoch auch eine Anordnung der Partikel in vertikale Ketten beobachtet werden. Der Vergleich der z -Koordinaten der Partikel in benachbarten Ketten zeigte dabei, dass es zwei unterschiedliche Sorten von Partikelketten gibt, die zueinander um einen halben Interpartikelabstand in vertikaler Richtung versetzt sind und sich dabei scheinbar zufällig innerhalb der Staubwolke verteilen. Die Struktur der Staubwolke zeigt demnach eine Konkurrenz zwischen einer Schalenstruktur und einer Anordnung der Partikel in vertikale Ketten.

Während eine Schalenstruktur auf den Einfluss des externen Einfangpotentials zurück zu führen ist [35], wird die Anordnung der Partikel in vertikale Ketten allgemein mit einem Fokus der Ionen unterhalb der Partikel in Verbindung gebracht [76]. In früheren Untersuchungen zu Yukawa-Balls, die unter ähnlichen Bedingungen eingefangen wurden, konnte der Einfluss eines Ionenfokuses auf die Struktur vernachlässigt werden, da dort zum einen kleinere Partikel verwendet wurden, die aufgrund ihrer niedrigeren Ladung eine geringere fokussierende Wirkung auf die Ionen ausüben, und zum anderen der weitaus höhere Neutralgasdruck ebenfalls einem Fokus der Ionen durch Stöße mit den Neutralgasatomen entgegenwirkt. Die Beobachtung von Partikelketten lässt zwar hier einen Fokus der Ionen vermuten, dennoch kann dies zu diesem Zeitpunkt noch nicht mit Sicherheit bestätigt werden. Die Verteilung der beiden Partikelsorten erweckt den Eindruck, als würden einzelne Ketten aus einer einfach-hexagonalen Volumenordnung versetzt werden. Ein solcher Versatz einzelner Partikelketten um einen halben Interpartikelabstand in vertikaler Richtung ist aus Simulationen bekannt. Lampe *et al.* [113] konnten zeigen, dass durch ein starkes vertikales Einfangpotential einzelne Ketten, die sich in ihrer Länge von ihren Nachbarn um eine ungerade Anzahl von Partikeln unterscheiden, um genau einen halben Interpartikelabstand in vertikaler Richtung verschoben werden, um einen energetisch günstigeren Zustand des Systems zu erreichen. Das hier vorliegende sphärische Einfangpotential [35] innerhalb der Küvette könnte aufgrund seines radialen Verlaufs

einen entsprechenden Einfluss auch auf Partikelketten mit gleicher Länge haben. Der Versatz einiger dieser Ketten würde das System ebenfalls in einen energetisch günstigeren Zustand bringen. Jedoch würden auch andere Volumenordnungen, zum Beispiel eine hexagonal-dichteste Kugelpackung, eine Anordnung der Partikel in zueinander versetzte Ketten aufweisen. Aufgrund der relativ geringen Partikelanzahl gestaltet sich hier eine eindeutige Identifizierung der Kristallstruktur schwierig, da bereits schon wenige Defekte in der Struktur die Ordnung der Partikel unkenntlich machen. Um die Frage beantworten zu können, ob bei den hier vorgestellten Entladungsbedingungen die Struktur der Staubwolke tatsächlich durch einen Fokus der Ionen beeinflusst wird, sind zusätzliche Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung notwendig. Diese Untersuchungen werden im nachfolgenden Kapitel vorgestellt.

6 Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung

Die Strukturanalyse im vorangegangenen Abschnitt 5.3 hat eine Konkurrenz der Ordnung zwischen einer Schalenstruktur und einer Anordnung der Partikel in vertikale Ketten gezeigt. Als mögliche Ursache für die Anordnung der Partikel in vertikale Ketten wird ein Fokus der Ionen unterhalb der negativ geladenen Staubpartikel vermutet. In diesem Kapitel werden Experimente zur Partikelwechselwirkung bei identischen Entladungsparametern vorgestellt. Der Vergleich mit früheren Untersuchungen zum Ionenfokus wird dabei die Frage beantworten, ob hier ein Ionenfokus vorliegt.

6.1 Ionenfokus

Das Prinzip des Ionenfokuses wurde bereits kurz in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, soll jedoch hier noch einmal etwas ausführlicher diskutiert werden. Da im nachfolgenden Abschnitt der Nachweis eines möglichen Ionenfokuses anhand der Partikelwechselwirkung erfolgen soll, wird diese hierbei von besonderem Interesse sein.

Ein negativ geladenes Partikel wirkt wie eine elektrostatische Sammellinse auf den positiven Ionenfluss, der vom Zentrum der Entladung zu den Elektroden strömt, und fokussiert diesen durch Coulombstreuung. Der Fokus der Ionen führt zu einer Erhöhung der Ionendichte und somit zur Bildung einer positiven Raumladungszone unterhalb des Partikels. Diese positive Raumladungszone wirkt anziehend auf ein anderes negativ geladenes Partikel, welches sich daraufhin direkt unterhalb des oberen Partikels anordnet. Beobachtet wurden solche Partikelanordnungen bisher in 2,5D Plasmakristallen in der Randschicht einer Plasmaentladung. Nach dem Bohm-Kriterium strömen die Ionen in diesem Bereich der Entladung mindestens mit der Bohm-Geschwindigkeit v_b beziehungsweise der Ionenschallgeschwindigkeit C_s . Diese Überschallströmung der Ionen hat einen wesentlichen Einfluss auf den Verlauf des Wechselwirkungspotentials zwischen den Partikeln. Während die abstoßende Wechselwirkung zwischen den Partikeln weiterhin mit Hilfe eines isotropen Yukawa-Potentials beschrieben werden kann, ist die anziehende Wechselwirkung durch den Ionenfokus nicht symmetrisch [114–118]. Aufgrund der Überschallströmung hat das untere Partikel keinen Einfluss auf den Verlauf der Ionenströmung stromaufwärts. Mit anderen Worten, das obere Partikel übt über den Ionenfokus eine anziehende Kraft auf das untere Partikel aus, jedoch wirkt umgekehrt keine anziehende Kraft auf das obere Partikel. Das Wechselwirkungspotential zwischen den Partikeln lässt

sich nicht länger durch den isotropen Verlauf eines Yukawa-Potentials beschreiben, sondern nimmt eher die anisotrope Form eines so genannten *wakefields* [119,120] an.

Anhand der Leuchterscheinung des Plasmas lässt sich nicht eindeutig beurteilen, ob sich die Staubwolke aus Abschnitt 5.3 innerhalb der Küvette in der Randschicht befand und somit eine Überschallströmung der Ionen vorlag. Daher soll die nachfolgende Rechnung dazu dienen, die Geschwindigkeit der Ionen für die in Abschnitt 5.3 beschriebenen experimentellen Bedingungen abzuschätzen. Die Geschwindigkeit der Ionen ist gegeben durch

$$v_i = \mu_i E \quad , \quad (6.1)$$

dabei ist μ_i die Mobilität der Ionen und E die Stärke des elektrischen Feldes. Die Mobilität der Ionen lässt sich mit Hilfe der Formel von Frost [121] berechnen

$$\mu_i(E, p) = \mu_0 \frac{p_0}{p} \left(1 + A \frac{E}{p} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad . \quad (6.2)$$

Hierbei sind $p_0 = 133 \text{ Pa}$, $\mu_0 = 0,146 \text{ m}^2/\text{Vs}$, $A = 0,035 \text{ Pa m/V}$ Konstanten und p der Neutralgasdruck. Sowohl für Gleichung 6.1 als auch für Gleichung 6.2 wird die Stärke des elektrischen Feldes E am Ort der Staubwolke benötigt. Das elektrische Feld berechnet sich nach

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi_{Plasma} \quad . \quad (6.3)$$

Die Bestimmung des Plasmapotentials Φ_{Plasma} mit Hilfe einer Sonde gestaltet sich aufgrund der geringen Abmessungen innerhalb der Küvette als äußerst schwierig, da in diesem Fall die Sonde nicht länger als eine kleine Störung im Plasmavolumen betrachtet werden kann. Dennoch lässt sich die Stärke des elektrischen Feldes mit Hilfe der Kräftebilanz auf die Partikel

$$\vec{F}_g = \vec{F}_E + \vec{F}_{th} \quad (6.4)$$

abschätzen. Mit $\vec{F}_E = Q_d \vec{E}$ folgt

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_E}{Q_d} = \frac{\vec{F}_g - \vec{F}_{th}}{Q_d} \quad . \quad (6.5)$$

Die Gravitationskraft F_g und die thermophoretische Kraft F_{th} lassen sich nach Gleichung 2.12 beziehungsweise Gleichung 2.22 berechnen. Die Ladung auf dem Partikel wird mit Hilfe von Gleichung 2.11 abgeschätzt. Hierfür wird eine Elektronentemperatur von $T_e = 2 \text{ eV}$ angenommen. Die ist ein typischer Wert in HF-Entladungen bei vergleichbaren Entladungsparametern [122]. Mit den in Abschnitt 5.3 genannten experimentellen Parametern für m_d , $T_{Elek.}$, p etc. folgt, dass für die Levitation der Partikel ein elektrisches Feld der Stärke $E = 1415 \text{ V/m}^{-1}$ benötigt wird. Daraus ergibt sich nach Gleichung 6.2 und Gleichung 6.1 bei einem Neutralgasdruck von $p = 3 \text{ Pa}$ eine Ionengeschwindigkeit von $v_i = 2190 \text{ m/s}$. Mit der Ionenschallgeschwindigkeit

$$C_s = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad , \quad (6.6)$$

wobei $m_i = 6,64 \times 10^{-26}$ kg der Ionenmasse für Argon entspricht, folgt

$$v_i \approx 1C_s \quad . \quad (6.7)$$

Das Ergebnis zeigt, dass die Ionen für die in Abschnitt 5.3 beschriebenen experimentellen Bedingungen etwa Ionenschallgeschwindigkeit besitzen.

Für die Berechnung der Ionengeschwindigkeit wurden eine Reihe von Annahmen und Abschätzungen getroffen, die im Folgenden diskutiert werden sollen. Die in Abschnitt 5.2 erwähnte Größenverteilung führt zu einer Unsicherheit in der Berechnung der Partikelmasse und der Ladung auf den Partikeln. Diese Unsicherheiten führen nach einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu einem Fehler von $\approx \pm 10\%$ in der Ionengeschwindigkeit. Die Ladung auf den Partikeln wurde mit Hilfe von Gleichung 2.11, die auf der OML-Theorie basiert, abgeschätzt. Bereits in Abschnitt 2.2 wurde diskutiert, dass die OML-Theorie die Partikelladung eher zu hoch abschätzt. Eine geringere Partikelladung würde in Gleichung 6.5 zu einem stärkeren elektrischen Feld und somit nach Gleichung 6.2 und Gleichung 6.1 zu einer höheren Geschwindigkeit der Ionen führen.

Des Weiteren wurde in der Kräftebilanz der Beitrag der Ionenwindkraft \vec{F}_{ion} nicht berücksichtigt, da für die Berechnung der Ionenwindkraft nach Gleichung 2.14 die gesuchte Ionengeschwindigkeit benötigt wird. Die Ionenwindkraft wirkt vom Zentrum der Entladung in Richtung der Elektroden. Für ein Partikel, das sich über der unteren Elektrode befindet, bedeutet dies, dass die Ionenwindkraft von oben auf das Partikel in Richtung der Gravitationskraft wirkt. Daher würde der Beitrag der Ionenwindkraft in der Kräftebilanz (Gleichung 6.4) auf der linken Seite stehen beziehungsweise mit einem negativen Vorzeichen auf der rechten. Dies würde in Gleichung 6.5 ebenfalls zu einem stärkeren elektrischen Feld und somit zu einer höheren Geschwindigkeit der Ionen führen.

Die qualitative Aussage, dass die Ionen mindestens Ionenschallgeschwindigkeit besitzen, bliebe also in jedem Fall erhalten. Die diskutierten Punkte zeigen, dass eher eine deutliche Überschallströmung der Ionen anzunehmen ist. Es ist daher plausibel, dass sich ein Ionenfokus bei den gegebenen experimentellen Bedingungen ausbilden kann.

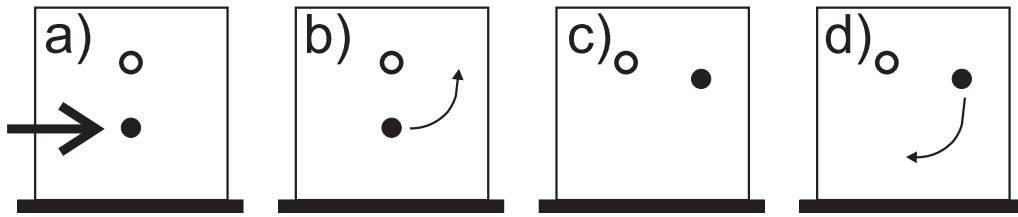


Abbildung 6.1: Experimenteller Ablauf der Lasermanipulation. a) Zwei Partikel werden zunächst innerhalb der Küvette in einer vertikalen Anordnung eingefangen. b) Das untere Partikel wird durch einen kurzen Laserpuls aus seiner Gleichgewichtsposition ausgelenkt. c) Bevor das untere Partikel seine maximale Höhe erreicht hat, wird der Laser ausgeschaltet. d) Die Relaxation des Partikelsystems wird beobachtet und anschließend analysiert.

6.2 Lasermanipulation

Für die Untersuchung der Partikelwechselwirkung wird ein System bestehend aus zwei Partikeln betrachtet. Ein Laser ermöglicht eine Manipulation des Partikelsystems, ohne dabei eine Änderung des externen Einfangpotentials zu bewirken. Da sich die nachfolgenden Experimente dabei an früheren Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung [116, 117, 123] orientieren, können durch einen Vergleich der gemachten Beobachtungen Aussagen über das Wechselwirkungspotential zwischen den Partikeln getroffen werden.

6.2.1 Experiment

Der experimentelle Ablauf ist in Abbildung 6.1 skizziert. Dabei sind sowohl die Entladungsbedingungen bezüglich der HF-Amplitude, der Temperatur der unteren Elektrode und des Neutralgasdruckes, als auch die verwendeten Partikel exakt identisch zu denen aus Abschnitt 5.3. Zunächst werden zwei Partikel in einer vertikalen Anordnung innerhalb der Küvette eingefangen, siehe Abbildung 6.1a. Ein kurzer Laserpuls von ungefähr 500 ms Dauer eines 20 mW HeNe Lasers lenkt anschließend das untere Partikel seitwärts aus. Sobald das untere Partikel seine Gleichgewichtsposition verlassen hat, wird der Manipulationslaser ausgeschaltet. Das beschleunigte Partikel bewegt sich aufwärts und schiebt dabei das obere Partikel zur Seite, siehe Abbildung 6.1b und 6.1c. Zu dem Zeitpunkt, an dem das untere Partikel seine maximale Höhe erreicht hat, ist sichergestellt, dass der Manipulationslaser bereits ausgeschaltet ist und die Partikel somit nur dem Einfluss ihrer gegenseitigen Wechselwirkung, des externen Einfangpotentials und der Reibung mit dem Neutralgas unterliegen. Auf diese Weise wird dem System einmalig über einen Kraftstoß kinetische Energie zugeführt und die Relaxation der Partikel kann anschließend beobachtet und analysiert werden, siehe Abbildung 6.1d. Die Beobachtung der Partikel erfolgt mit Hilfe des SDIH-Aufbaus.

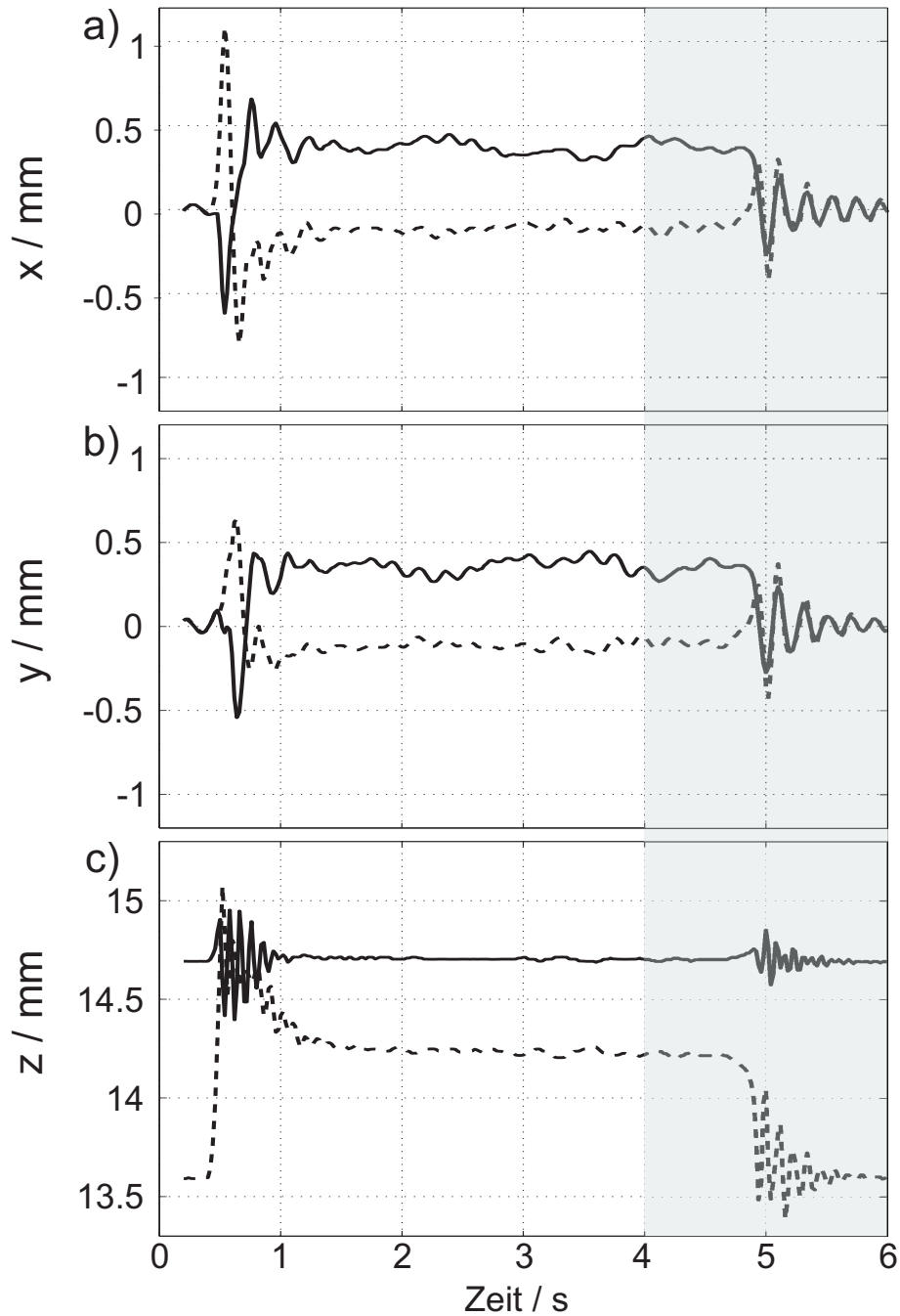


Abbildung 6.2: x -, y - und z -Koordinaten beider Partikel gegen die Zeit aufgetragen. Die Koordinaten des unteren Partikels sind dabei durch die gestrichelte Linie dargestellt und die des oberen durch die durchgezogene Linie. Nachdem das untere Partikel durch den Laserpuls ausgelenkt worden ist, verbleibt es in einer metastabilen Position $t = (1 - 4,8)$ s, bis ein kritischer Abstand zwischen den Partikeln unterschritten wird. Danach findet ein sprunghafter Übergang der Partikel in ihre Ausgangspositionen statt.

6.2.2 Partikeltrajektorien

In Abbildung 6.2(a-c) sind die x -, y - und z -Koordinaten beider Partikel gegen die Zeit aufgetragen. Die Koordinaten des oberen Partikels werden dabei durch die durchgezogene Linie und die des unteren durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Hierbei beziehen sich die x - und y -Koordinaten auf den Schwerpunkt des Partikelsystems bei $t = 0$ s, wohingegen die z -Koordinate wieder den Abstand zur unteren Elektrode angibt. Verglichen mit der Partikelwolke in Abbildung 5.3 aus Abschnitt 5.3, befinden sich die beiden Partikel anfangs in einer Höhe, die der oberen Hälfte der Wolke entspricht. Obwohl die experimentellen Bedingungen identisch sind, ist der vertikale Abstand zwischen den Partikeln mit $a_v = 1,1$ mm hier etwas größer als in den Partikelketten aus Abbildung 5.5. Der vergrößerte Abstand zwischen den Partikeln lässt sich dabei durch die erheblich reduzierte Anzahl der Partikel in der Falle erklären. Eine hohe Partikelanzahl führt in einem System mit einer Yukawawechselwirkung zwischen den Partikeln zu einer Kompression und somit zu geringeren Interpartikelabständen im System [37, 85, 86].

Bereits einen ersten Hinweis auf das Wechselwirkungspotential geben die Partikelkoordinaten, bevor das untere Partikel ausgelenkt wird. Die x - und y -Koordinaten der beiden Partikel sind bis $t \approx 0,5$ s nahezu identisch, das bedeutet, dass beide Partikel sich exakt untereinander angeordnet haben. Dieses Verhalten deutet auf eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Partikeln hin [116–118]. Des Weiteren lässt sich mit Hilfe des vertikalen Abstands zwischen den Partikeln die Elektronen-Debyelänge abschätzen. Simulationen von Lampe *et al.* [113] haben gezeigt, dass zwei vertikal angeordnete Partikel, die sich in einem externen Einfangpotential befinden, einen vertikalen Abstand von $1,1\lambda_{De}$ einnehmen. Berücksichtigt man den vertikalen Abstand der Partikel bei $t = 0$ s von 1,1 mm, so führt dies zu einer Elektronen-Debyelänge von $\lambda_{De} \approx 1$ mm.

Der dann folgende experimentelle Ablauf kann in drei Phasen unterteilt werden. In der ersten Phase ($t < 1$ s) wird das untere Partikel durch den kurzen Laserpuls ausgelenkt und bewegt sich aufwärts, dabei schiebt es das obere Partikel zu Seite. Während das obere Partikel eine gedämpfte Oszillation um seine ursprüngliche Höhenposition aufweist, sinkt das untere Partikel auf seine neue Gleichgewichtsposition herab und die beiden Partikel sind annähernd horizontal angeordnet, siehe Abbildung 6.2c.

In der zweiten Phase ($t = 1–4,8$ s) sind alle Oszillationen abgeklungen und die beiden Partikel weisen nur noch eine geringe thermische Bewegung auf. Dabei ist es interessant zu beobachten, dass das untere Partikel, nachdem es angehoben worden ist, nicht sofort in seine Ausgangsposition zurückkehrt, sondern in einer neuen Gleichgewichtsposition verbleibt. Obwohl die Entladungsbedingungen und somit die Stärke des vertikalen Einfangpotentials während der Messung unverändert bleiben, kann sowohl eine vertikale, als auch eine horizontale Partikelanordnung beobachtet werden. Solche *bistabilen* Partikelanordnungen sind bereits aus Simulationen von Lampe *et al.* [113] bekannt. Auf diesen Punkt wird am Ende dieses Abschnitts nochmals näher eingegangen werden. Betrachtet man jedoch den Verlauf der z -Koordinate des unteren Partikels in Abbildung 6.2c, so erkennt man, dass die horizontale Anordnung

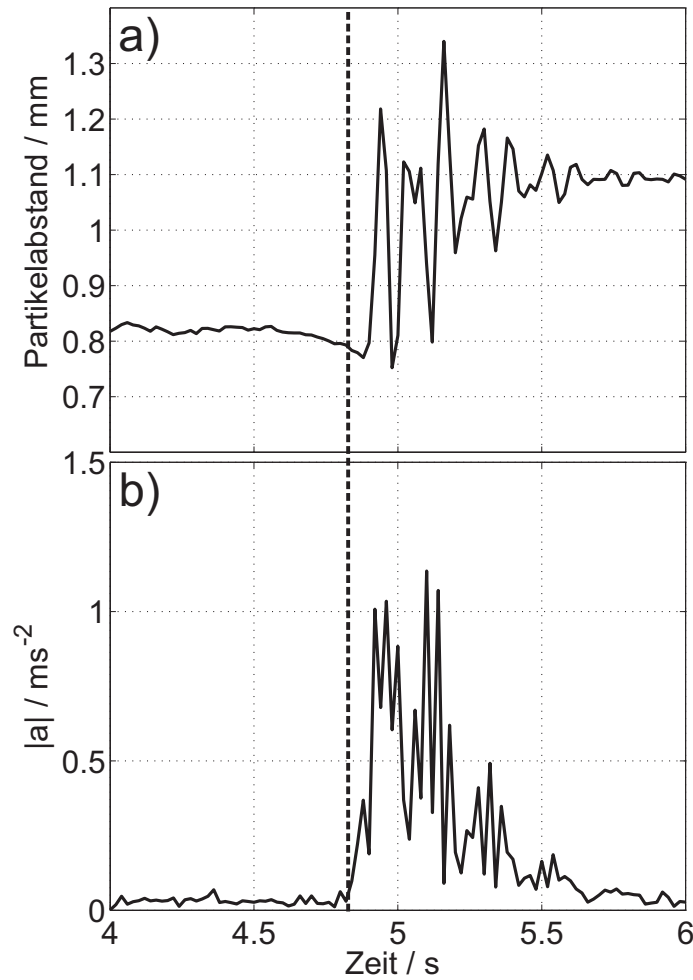


Abbildung 6.3: a) Abstand zwischen den Partikeln ($\Delta s = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$) für $t = (4 - 6)$ s. Bis $t \approx 4,8$ s nimmt der Abstand aufgrund der Drift des unteren Partikels langsam ab, bis er dann plötzlich wieder sprunghaft ansteigt, was den Übergang von der horizontalen zur vertikalen Partikelanordnung anzeigt. b) Betrag der Beschleunigung des unteren Partikels im Bezugssystem des oberen Partikels. Der Startpunkt des Übergangs ist durch die gestrichelte Linie markiert. Hier überschreitet die Beschleunigung einen Schwellwert oberhalb der thermischen Bewegung des Partikels.

nur metastabil ist. Das untere Partikel beginnt langsam abzusinken und der vertikale Abstand der Partikel nimmt zu, während der horizontale Abstand allmählich abnimmt.

In der dritten Phase ($t > 4,8$ s) verlässt das untere Partikel plötzlich seine metastabile Gleichgewichtsposition und nach einigen gedämpften Oszillationen befinden sich beide Partikel wieder in ihren Ausgangspositionen bei $t = 0$ s. Der grau unterlegte Bereich in Abbildung 6.2 für $t = (4 - 6)$ s soll im Folgenden nochmals detaillierter betrachtet werden, dabei soll besonders der Übergang von der horizontalen zur vertikalen Partikelanordnung von Interesse sein.

Abbildung 6.3a zeigt den absoluten Abstand der beiden Partikel ($\Delta s = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}$) zueinander. Zunächst nimmt der Abstand langsam ab, bis er

dann bei $t \approx 4,8$ s wieder sprunghaft zunimmt. An diesem Punkt findet der Übergang von der horizontalen zur vertikalen Partikelanordnung statt. Solche sprunghaften Übergänge sind bereits aus früheren Beobachtungen bekannt. Steinberg *et al.* [124] konnten sowohl den Übergang von einer vertikalen zu einer horizontalen Partikelanordnung, als auch den umgekehrten Fall durch eine Variation der HF-Amplitude oder des Neutralgasdruckes, und somit durch eine Änderung des vertikalen Einfangpotentials, hervorrufen. Neben dem sprunghaften Übergang zwischen beiden Partikelanordnungen konnte weiter gezeigt werden, dass dieser Vorgang mit einer ausgeprägten Hysterese bezüglich der HF-Amplitude und des Neutralgasdruckes verbunden ist. Steinberg *et al.* erklärten dieses Verhalten mit einem Bruch der Symmetrie im Wechselwirkungspotential durch einen Fokus der Ionen unterhalb der Partikel.

Um den Startpunkt des Übergangs exakt bestimmen zu können, wird der Betrag der Beschleunigung des unteren Partikels berechnet, siehe Abbildung 6.3b. Da nur die relative Partikelbewegung von Interesse ist, werden hierbei die Koordinaten des unteren Partikels in das Bezugssystem des oberen transformiert. Der Startpunkt des Übergangs ist durch die gestrichelte Linie markiert. An diesem Punkt überschreitet der Betrag der Beschleunigung einen Schwellwert, der oberhalb der thermischen Bewegung des Partikels liegt, und steigt dann sprunghaft an. Dieser Zeitpunkt führt in Abbildung 6.3a zu einem kritischen Abstand zwischen den Partikeln von $d_{krit} = 780 \mu\text{m}$.

Um eine statistische Aussage machen zu können, wird das Experiment mehrfach wiederholt. Da sich das untere Partikel, nachdem es vom Manipulationslaser ausgelenkt wird, jedesmal in eine andere Richtung bewegt, können auch Aussagen über die Symmetrie des beobachteten Übergangs gemacht werden. Abbildung 6.4 zeigt eine isometrische Ansicht der Trajektorie des unteren Partikels für jeden experimentellen Durchlauf. Der Übersicht halber ist nur das Stück der Trajektorie, das den Übergang von der horizontalen zur vertikalen Anordnung zeigt, dargestellt. Auch hier beziehen sich die Koordinaten des unteren Partikels wieder auf die des oberen Partikels, welches in $x = y = z = 0$ mm durch einen Kreis markiert ist. Die gemessenen Partikelkoordinaten des unteren Partikels entlang jeder Trajektorie sind durch Punkte dargestellt. Die Linie zwischen den Partikeln ist ein Spline-Fit und soll nur zur Veranschaulichung der Partikelbewegung dienen. Die Trajektorien sind für alle experimentellen Durchläufe qualitativ identisch und vollkommen unabhängig davon, in welche Richtung das untere Partikel seine anfängliche Ausgangsposition verlassen hat, nachdem es vom Manipulationslaser ausgelenkt worden ist. Jede Partikeltrajektorie zeigt zunächst eine langsame Drift des unteren Partikels, bis es plötzlich beschleunigt und in seine Ausgangsposition zurückkehrt. Auffällig ist, dass sich dabei alle Trajektorien in einem Punkt ($x = y = 0$ mm und $z \approx 0,9$ mm), der exakt unterhalb des oberen Partikels liegt, schneiden. Auch dies deutet erneut auf eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Partikeln hin. An dieser Stelle soll nochmals darauf hingewiesen werden, dass das untere Ende der Trajektorie nicht der Ausgangsposition des Partikels entspricht. Aufgrund seiner hohen kinetischen Energie, die es während des Übergangs besitzt, kehrt das untere Partikel erst nach einigen Oszillationen in seine Ausgangsposition zurück, siehe Abbildung 6.2.

Abbildung 6.5 zeigt die quantitative Analyse der durchgeführten Experimente. P_1

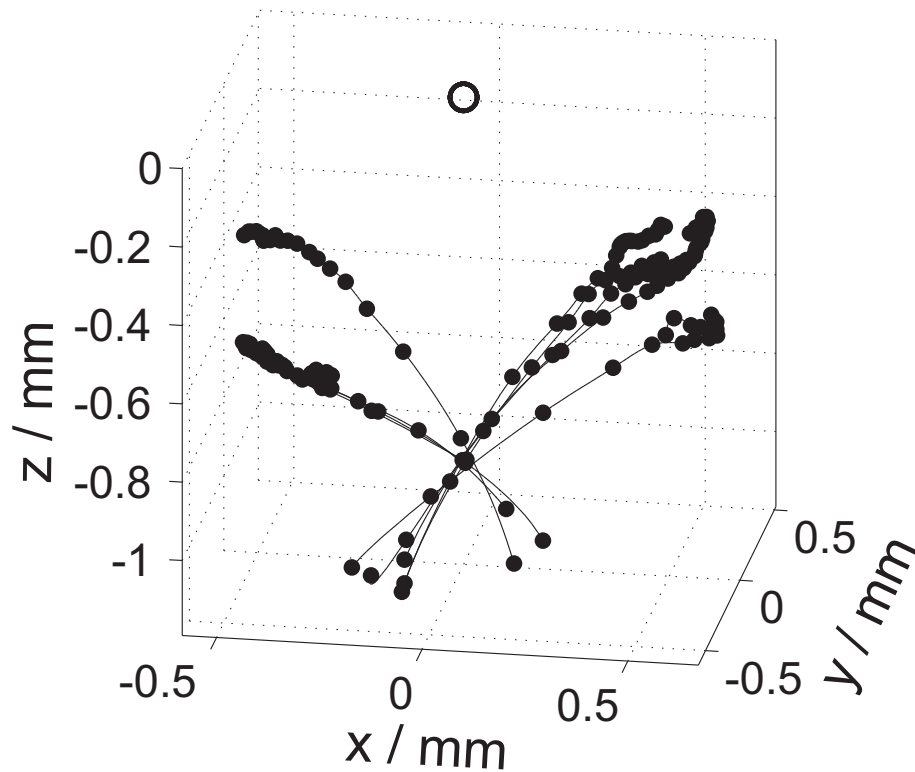


Abbildung 6.4: Trajektorien des unteren Partikels während des Übergangs von der horizontalen zur vertikalen Partikelanordnung für jeden experimentellen Durchlauf. Die Partikelkoordinaten des unteren Partikels (\bullet) befinden sich im Bezugssystem des oberen Partikels (\circ). Ein Spline-Fit zwischen den einzelnen Partikelpositionen dient der Veranschaulichung der Partikelbewegung. Unterhalb eines kritischen Abstands zwischen den Partikeln findet der Übergang zurück in die vertikale Partikelanordnung statt, dabei schneiden sich alle Trajektorien in einem Punkt unterhalb des oberen Partikels.

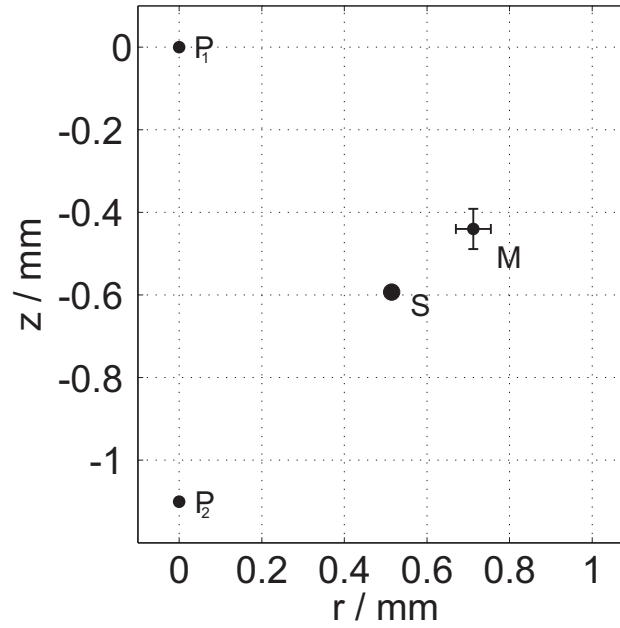


Abbildung 6.5: P_1 und P_2 sind die Ausgangspositionen der beiden Partikel. M markiert die metastabile Position des unteren Partikels. Die Abweichungen zwischen den einzelnen experimentellen Durchläufen sind durch die Größe der Punkte bzw. für die metastabile Position durch die Fehlerbalken dargestellt.

und P_2 stellen dabei die Ausgangspositionen der beiden Partikel bei $t = 0$ s dar. M markiert die metastabile Position des unteren Partikels, bevor die Drift des Partikels einsetzt. Der Winkel zwischen den beiden Strecken $\overline{P_1 P_2}$ und $\overline{P_1 M}$ beträgt dabei $\phi \approx 60^\circ$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.3, in denen der Winkel zwischen Partikeln aus zueinander versetzten Ketten $\phi \approx 65^\circ$ betrug. Die mögliche Bedeutung dieser Übereinstimmung soll weiter unten diskutiert werden. S markiert den Startpunkt des Übergangs von der horizontalen zur vertikalen Anordnung. Dieser Punkt ist für alle experimentellen Durchläufe nahezu identisch. Die Fehlerbalken betragen in alle Richtung lediglich $\pm 30 \mu\text{m}$ und sind durch die Größe des Punktes in Abbildung 6.5 dargestellt. Der kritische Abstand zwischen den Partikeln beträgt hier $d_{krit} = 785 \mu\text{m}$, oder bezogen auf die Elektronen-Debyelänge $d_{krit} \approx 0,785 \lambda_{De}$. Die Bedeutung dieses Abstandes wird ersichtlich, wenn man ihn mit den Ergebnissen eines ähnlichen Experiments vergleicht.

Samarian *et al.* [123] führten ein Experiment durch, bei dem sich aufgrund eines starken vertikalen Einfangpotentials zwei Partikel annähernd horizontal zueinander anordneten. Mit Hilfe eines Lasers wurde das untere Partikel näher an das obere heran geschoben. Unterschritt der Abstand zwischen den Partikeln einen kritischen Wert, so sprang das untere Partikel ebenfalls in eine Position direkt unterhalb des oberen Partikels, so dass sich beide Partikel vertikal zueinander anordneten. Der kritische Abstand betrug dort $d_{krit} \approx 0,75 \lambda_{De}$ und ist somit in guter Übereinstimmung mit den hier erzielten Ergebnissen. Samarian *et al.* konnten das Verhalten der Partikel ebenfalls eindeutig mit einem Fokus der Ionen unterhalb des oberen Partikels erklären.

6.3 Diskussion

Die zahlreichen Beobachtungen, die in diesem Experiment gemacht wurden, sollen im Folgenden zusammengefasst und ihre Bedeutung bezüglich des Wechselwirkungspotentials diskutiert werden. Zunächst ordneten sich beide Partikel zu Beginn des Experiments exakt untereinander an. Weiter schnitten sich alle Trajektorien beim Übergang von der horizontalen zurück in die vertikale Partikelordnung fast im selben Punkt, der wieder direkt unterhalb der Position des oberen Partikels liegt. Dabei war der Verlauf aller Trajektorien qualitativ identisch und unabhängig davon, in welche Richtung das untere Partikel seine Ausgangsposition verließ. Diese Beobachtungen lassen sich im Grunde nur durch eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Partikeln erklären. Sowohl der sprunghafte Übergang zwischen den beiden Partikelanordnungen, als auch der kritische Abstand zwischen den Partikeln, unterhalb dessen der Übergang stattfindet, zeigen im Vergleich mit früheren Experimenten, dass die Ursache für die attraktive Wechselwirkung bei einem Fokus der Ionen unterhalb des oberen Partikels liegen muss. Der Ionenfokus und die in Abschnitt 6.1 berechnete Überschallströmung der Ionen führen dazu, dass das Wechselwirkungspotential zwischen den Partikeln nicht länger den isotropen Verlauf eines Yukawa-Potentials aufweist, sondern die anisotrope Form eines *wakefields* [119,120] annimmt. Der Nachweis eines Ionenfokuses erklärt somit auch die Anordnung der Partikel in vertikale Ketten aus Abschnitt 5.3.

Des Weiteren konnte eine bistabile Partikelanordnung beobachtet werden. Die Simulationen von Lampe *et al.* [113] haben gezeigt, dass mit zunehmender Stärke des vertikalen Einfangs es einen Bereich zwischen einer vertikalen und einer horizontalen Partikelanordnung gibt, in dem beide Anordnungen parallel auftreten können. Die Beobachtung solcher bistabilen Partikelanordnungen zeigt demnach, dass die Stärke des vertikalen Einschlusses für die hier vorliegenden Entladungsbedingungen in diesem mittleren Bereich liegt. Da die experimentellen Bedingungen identisch zu denen aus Abschnitt 5.3 waren, könnten diese bistabilen Partikelanordnungen ebenfalls einen Einfluss auf die Struktur der Partikelwolke aus Abbildung 5.3 gehabt haben. Zumindest einen Hinweis darauf bietet die gute Übereinstimmung der Orientierung zwischen Partikeln aus zueinander versetzten Ketten ($\phi \approx 65^\circ$) aus Abschnitt 5.3 und der hier bestimmten Position der metastabilen Gleichgewichtslage ($\phi \approx 60^\circ$).

Jedoch ist unklar, welcher Mechanismus für das Einsetzen der Drift des unteren Partikels verantwortlich ist. Da während des Experiments weder die HF-Amplitude oder der Neutralgasdruck variiert worden sind, noch sonstige externe Kräfte auf das Partikel einwirken, deutet die abnehmende Levitationshöhe auf eine Verringerung der Partikelladung hin. Möglicherweise könnte der Ionenfokus unterhalb des oberen Partikels zu einem erhöhten Ionenfluss auf das untere Partikel führen. Ein erhöhter Ionenfluss würde in diesem Fall eine Entladung des ansonsten hoch negativ geladenen Partikels bewirken, wodurch wiederum die aufwärts gerichtete elektrische Feldkraft auf das Partikel abnehmen würde. Ob wirklich ein erhöhter Ionenfluss auf das untere Partikel stattfindet, lässt sich nur durch Simulationen eindeutig klären. Erste Ergebnisse von W. Miloch [125] bestätigen diesen vermuteten Mechanismus. Hier konnte gezeigt werden, dass sobald sich das untere Partikel in dem Machkegel

unterhalb des oberen Partikels befindet, ein erhöhter Ionenfluss auf dessen Oberfläche stattfindet. Der Öffnungswinkel des Machkegels lässt sich über die Beziehung $\sin(\phi) = v_b/v_i$ berechnen. Berücksichtigt man die Position der metastabilen Gleichgewichtslage ($\phi \approx 60^\circ$), so führt dies zu einer Strömungsgeschwindigkeit der Ionen von $v_i \approx 1,2 C_s$, was in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 6.1 geschätzten Wert ist. Somit könnte das hier vorgestellte Experiment zukünftig eine mögliche Diagnostik für die Bestimmung der Ionengeschwindigkeit darstellen.

7 Untersuchungen zur Dynamik finiter Staubwolken

Die Ergebnisse im vorangegangenen Abschnitt haben gezeigt, dass die Ursache für die Anordnung der Partikel in vertikale Ketten in einem Fokus der Ionen unterhalb der Partikel liegt. Neben dieser Partikelanordnung konnten jedoch auch strukturelle Merkmale beobachtet werden, die auf das sphärische Einfangpotential innerhalb der Küvette zurückzuführen sind, so dass die Struktur der Staubwolke durch die Konkurrenz dieser beiden Ordnungen geprägt ist. Hierbei stellt sich die Frage, ob sich diese Konkurrenz der Ordnung während eines dynamischen Prozesses direkt beobachten lässt. Um dieser Frage nachzugehen, werden im nachfolgenden Abschnitt dynamische Prozesse in der Staubwolke angeregt und die Bewegung der Partikel anschließend analysiert.

7.1 Experiment

Wie bereits in Abschnitt 6.2 soll die Manipulation der Staubwolke auch hier ohne eine Änderung des Einfangpotentials erfolgen. Eine Möglichkeit hierfür bietet folgende Methode: Carstensen *et al.* [126] konnten zeigen, dass mit Hilfe einer rotierenden Scheibe, die sich einige Zentimeter über der unteren Elektrode befindet, eine Rotation der Neutralgassäule zwischen Scheibe und Elektrode angeregt wird. Für die Analyse der Rotationsgeschwindigkeit der Gassäule nutzten sie einen 2D Plasmakristall, dessen Levitationshöhe über die HF-Amplitude variiert werden konnte. Die Analyse ergab eine verscherte Rotation der Neutralgassäule entlang der vertikalen Achse mit einem linearen Verlauf der Winkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Levitationshöhe.

Die verscherte Rotation der Neutralgassäule könnte ebenfalls durch den differentiellen Antrieb eine verscherte Rotation und somit dynamische Prozesse innerhalb der Staubwolke bewirken. Zu diesem Zweck wurde die obere Gitterelektrode aus Abbildung 5.1b durch eine rotierende Scheibe ersetzt. Die Scheibe besitzt einen Durchmesser von 6 cm und ist über eine Welle durch eine Vakuumdrehdurchführung mit einem Elektromotor außerhalb der Kammer verbunden. Die Drehzahl des Elektromotors kann über die angelegte Spannung variiert werden. Die exakte Bestimmung der tatsächlichen Drehzahl erfolgt mit Hilfe einer Lichtschranke und eines Fähnchens, das an der Welle montiert ist. Der Abstand zwischen rotierender Scheibe und unterer Elektrode beträgt auch hier wieder 7,2 cm. Um identische Entladungsbedingungen wie in Abschnitt 5 zu erreichen, ist die rotierende Scheibe ebenfalls geerdet und wird im Folgenden als rotierende oder obere Elektrode bezeichnet.

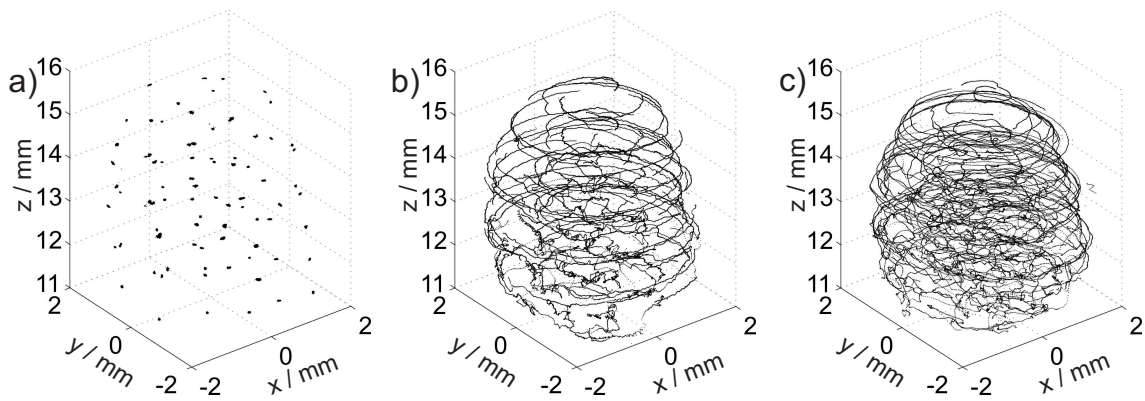


Abbildung 7.1: a) Partikeltrajektorien ohne eine Rotation der oberen Elektrode über einen Zeitraum von $t = 10$ s. Die Staubwolke befindet sich in einem kristallinen Zustand. b) Partikeltrajektorien bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 7 Hz. Die Partikel werden durch die rotierende Neutralgassäule angetrieben. Neben der Rotation der Partikel lassen sich weitere dynamische Prozesse im Inneren der Staubwolke erkennen. c) Partikeltrajektorien bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 12 Hz. Die Dynamik im Inneren der Staubwolke nimmt weiter zu.

7.2 Dynamische Prozesse

Bei den nachfolgenden Untersuchungen sind zwei Aspekte von Interesse. Zum einen stellt sich die grundlegende Frage, ob der verscherte Antrieb durch die Neutralgassäule auch eine verscherte Rotation innerhalb der Staubwolke bewirkt, oder ob die Staubwolke unabhängig vom differentiellen Antrieb wie ein starrer Körper rotiert. Zum anderen wäre bei einer verscherten Rotation der Staubwolke von Interesse, ob diese dynamische Prozesse innerhalb der Staubwolke bewirkt, anhand derer sich direkt eine Konkurrenz der Ordnungen beobachten ließe. Um diesen Fragen nachzugehen, wird eine Staubwolke bestehend aus 85 Partikeln innerhalb der Küvette eingefangen und durch die rotierende Elektrode mit unterschiedlichen Rotationsfrequenzen angetrieben. Sowohl die verwendeten Partikel, als auch die Entladungsbedingungen bezüglich HF-Amplitude, Neutralgasdruck und Elektrodentemperatur sind dabei wieder identisch zu denen aus Abschnitt 5.

7.2.1 Globale Eigenschaften

Abbildung 7.1 zeigt die Trajektorien der Partikel innerhalb der Küvette über einen Zeitraum von $t = 10$ s für unterschiedliche Rotationsfrequenzen der oberen Elektrode. Abbildung 7.1a zeigt die Staubwolke bei ruhender Elektrode. Die Staubwolke befindet sich in einem kristallinen Zustand und weist auch hier wieder die selbe Struktur aus zueinander versetzten Ketten auf wie bereits die Staubwolke aus Abschnitt 5. Außer einer geringen thermischen Bewegung der Partikel um ihre Gleichgewichtslage lässt sich keine signifikante Bewegung der Partikel erkennen. Abbildung 7.1b zeigt die gleiche Wolke bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 7 Hz. Man erkennt deutlich den Antrieb der Partikel und die daraus resultierende Rotati-

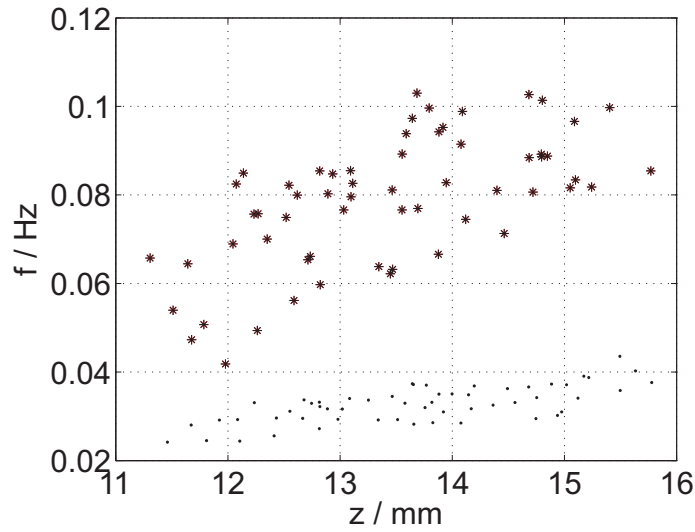


Abbildung 7.2: Rotationsfrequenz der Partikel in der Staubwolke in Abhängigkeit der Levitationshöhe bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 7 Hz (●) und 12 Hz (*). Der Gradient in der Verteilung weist auf eine verscherte Rotation im Inneren der Staubwolke hin.

on der Staubwolke um ihre vertikale Mittelachse. Darüber hinaus weist der vertikale Verlauf einiger Partikeltrajektorien auf weitere dynamische Prozesse im Inneren der Staubwolke hin. Eine genauere Beobachtung zeigt, dass es sich hierbei um Platzwechsel zwischen Partikeln aus benachbarten Ketten handelt. Diese Platzwechsel werden später in diesem Abschnitt im Detail diskutiert. Bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 12 Hz nimmt neben der eigentlichen Rotationsbewegung der Partikel auch die Dynamik der Partikel im Inneren der Staubwolke weiter zu, siehe Abbildung 7.1c.

Neben einem Unterschied im dynamischen Verhalten der Staubwolke lässt sich darüber hinaus auch eine Änderung der äußeren Form bei unterschiedlichen Rotationsfrequenzen beobachten. Das Verhältnis aus vertikaler (Δv) und horizontaler (Δh) Ausdehnung der Wolke beträgt im Falle der ruhenden Elektrode $a_0 = \Delta v / \Delta h = 0,98$. Für eine Rotationsfrequenz von 7 Hz beträgt dieses Verhältnis $a_7 = 0,91$ und für 12 Hz $a_{12} = 0,85$. Das bedeutet, dass die Staubwolke mit zunehmender Rotationsfrequenz immer flacher wird und die Form eines Rotationselipsoids annimmt. Die Ursache hierfür liegt in der auf die Partikel wirkenden Zentripetalkraft $F_z = m\omega^2 r$, die analog zur Rotation der Erde auch hier zu einem Abflachen der Pole und einer Zunahme des Durchmessers in der Äquatorialebene führt.

Für eine Analyse der Rotationsbewegung werden die Rotationsfrequenzen der einzelnen Partikel bestimmt. Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der Rotationsfrequenzen in Abhängigkeit der Levitationshöhe der Partikel bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 7 Hz (●) und 12 Hz (*). Beide Verteilungen zeigen einen annähernd linearen Verlauf, wobei besonders die Verteilung für einen Antrieb mit 12 Hz (*) eine ausgeprägte Streuung aufweist. Die Ursache für die Streuung in den beiden Verteilungen liegt in den dynamischen Prozessen in der Staubwolke, die neben der

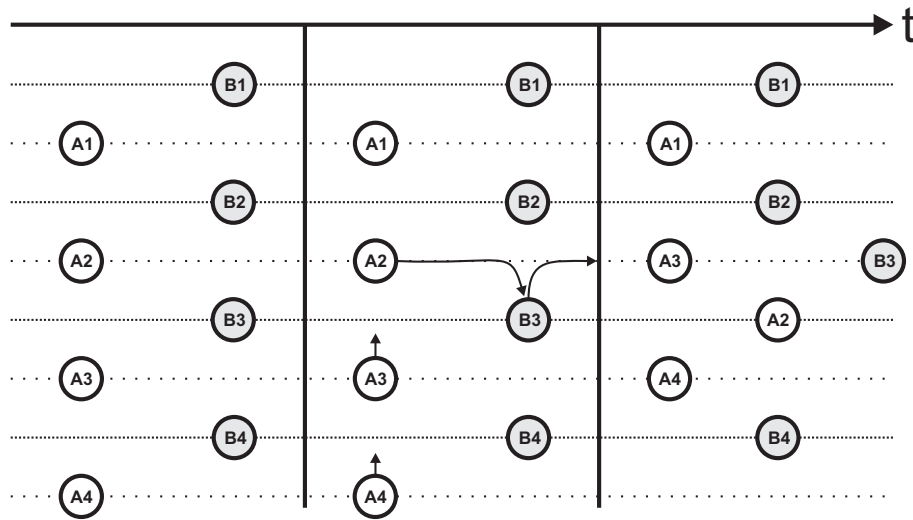


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung eines Partikelplatzwechsels zwischen zwei Partikelketten. Partikel A2 verlässt die Kette A und nimmt einen Platz in der Kette B ein. Partikel A3 und A4 rücken in der Kette auf und schließen die Lücke. Partikel B3 verlässt die Kette B.

eigentlichen Rotationsbewegung auftreten. Dementsprechend ist die Streuung für die Staubwolke, die mit 12 Hz angetrieben wird und deutlich mehr Dynamik aufweist, höher. Nichtsdestotrotz zeigt der Verlauf der Rotationsfrequenz deutlich eine verscherte Rotation in der Staubwolke, wobei der obere Teil schneller rotiert als der untere. Diese verscherte Rotation innerhalb der Staubwolke führt zu Platzwechseln zwischen Partikeln in benachbarten Ketten, die im Folgenden betrachtet werden sollen.

7.2.2 Platzwechsel

Die Untersuchung der Platzwechsel zwischen Partikeln aus benachbarten Ketten soll anhand eines Beispiels im Detail erfolgen. Hierfür wird ein Platzwechsel in der Staubwolke aus Abbildung 7.1b analysiert. Eine schematische Darstellung des Prozesses zeigt Abbildung 7.3. Die Ausgangssituation bilden zwei benachbarte Ketten (A und B) mit jeweils vier Partikeln, die zueinander in vertikaler Richtung versetzt sind. Zu Beginn des Platzwechsels verlässt das Partikel A2 die Kette A und bewegt sich auf die Position zwischen Partikel B2 und B3 zu. Die dabei in Kette A entstehende Lücke wird durch ein Aufrücken der Partikel A3 und A4 geschlossen. Partikel A2 nimmt die ursprüngliche Position von Partikel B3 ein, welches wiederum Kette B verlässt und eine neue Position innerhalb der Staubwolke einnimmt. Dabei begibt es sich auf die ursprüngliche Levitationshöhe von Partikel A2.

Für eine genauere Analyse des Platzwechsels werden die Trajektorien der einzelnen Partikel betrachtet. Aufgrund der Rotationsgeometrie bietet sich hierbei die Betrachtung der Partikelpositionen in Zylinderkoordinaten an. In Abbildung 7.4 sind die einzelnen Koordinaten der für den Platzwechsel relevanten Partikel darge-

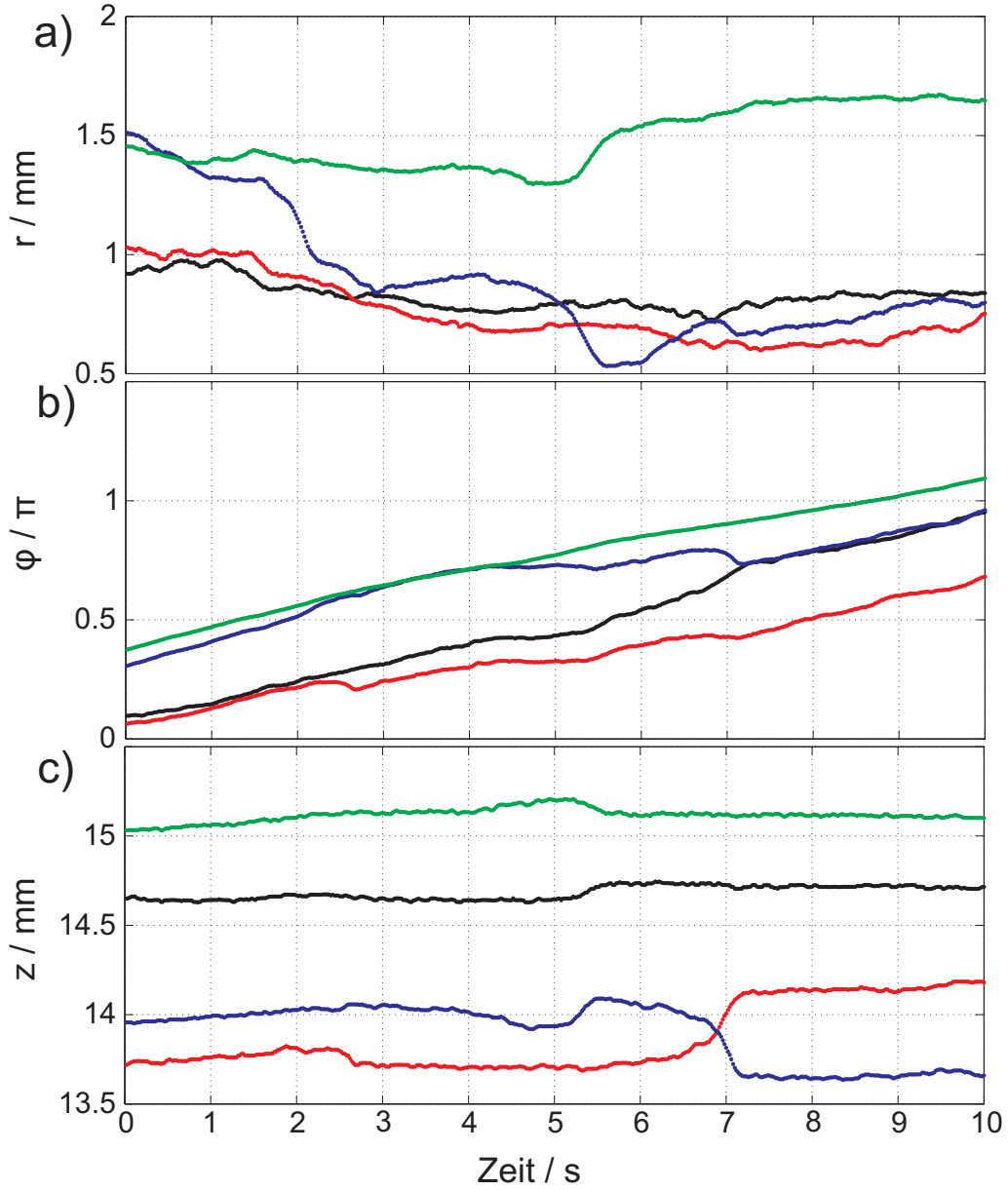


Abbildung 7.4: Positionen der Partikel A1 (grün), A2 (blau), B2 (schwarz) und B3 (rot) während des Platzwechsels in Zylinderkoordinaten. Die einzelnen Schritte des Platzwechsels sind durch die gestrichelten Linien markiert. a) Radialer Abstand der Partikel zur Rotationsachse. Partikel A2 verlässt seine Position unter Partikel A1 und bewegt sich radial einwärts auf Partikel B2 und B3 zu. b) Azimutwinkel der Partikel. Die Abstoßung zwischen Partikel A2 und B3 verursacht eine kurzzeitige Umkehr der Rotation von Partikel B3 bei $t = 2,7\text{s}$. c) Levitationshöhen der Partikel. Bei $t \approx 7,2\text{s}$ tauschen Partikel A2 und B3 ihre Levitationshöhen und Partikel A2 nimmt endgültig die Position unterhalb von Partikel B2 ein.

stellt. Dabei handelt es sich um die Partikel A1 (grün), A2 (blau), B2 (rot) und B4 (schwarz). Abbildung 7.4a zeigt den radialen Abstand der Partikel zur Rotationsachse. Signifikant ist hier die radial einwärts gerichtete Bewegung von Partikel A2, die bereits zu Beginn der Messung einsetzt, jedoch ab $t \approx 1\text{ s}$ kurzzeitig verzögert wird. Ab $t = 1,6\text{ s}$ wird Partikel A2 jedoch plötzlich wieder radial einwärts beschleunigt und erreicht bei $t \approx 2,7\text{ s}$ schließlich den selben radialen Abstand zur Rotationsachse wie Partikel B2 und B3. In Abbildung 7.4b sind die Azimutwinkel der Partikel dargestellt. Etwa zum Zeitpunkt, an dem Partikel A2 den selben radialen Abstand zur Rotationsachse wie Partikel B2 und B3 erreicht, erkennt man, dass der Azimutwinkel von Partikel B3 kurzzeitig wieder abnimmt, was bedeutet, dass Partikel B3 seine Rotationsrichtung für einen Moment umkehrt. Danach nimmt der azimutale Abstand zwischen Partikel B2 und B3 langsam zu, bis er ab $t \approx 7,2\text{ s}$ einen konstanten Wert erreicht. Gleichzeitig nimmt der azimutale Abstand zwischen Partikel B2 und A2 stetig ab, bis er ebenfalls bei $t \approx 7,2\text{ s}$ nahezu verschwindet. Abbildung 7.4c zeigt die Levitationshöhen der einzelnen Partikel. Zu Beginn der Messung sind beide Ketten zueinander versetzt. Während jeweils die oberen Partikel (A1 und B2) in beiden Ketten ihre Levitationshöhe annähernd beibehalten, tauschen die unteren beiden Partikel bei $t \approx 7,2\text{ s}$ ihre Levitationshöhen. Dieser Zeitpunkt stimmt mit dem überein, ab dem Partikel B2 und B3 einen konstanten azimutalen Abstand zueinander einnehmen. Anhand der eben beschriebenen Partikeltrajektorien lässt sich der Platzwechsel folgendermaßen rekonstruieren: Der Platzwechsel beginnt mit einer radial einwärts gerichteten Bewegung von Partikel A2. Sobald das Partikel A2 in etwa den gleichen radialen Abstand zur Rotationsachse wie Partikel B3 erreicht, wird die Rotationsbewegung von Partikel B3 kurzzeitig verzögert. Die Ursache hierfür liegt in der abstoßenden Wechselwirkung zwischen den Partikeln. Sowohl der radiale als auch der azimutale Abstand zwischen Partikel B2 und B3 nehmen daraufhin allmählich zu, was bedeutet, dass Partikel B3 seine Position unterhalb von Partikel B2 langsam verlässt. Gleichzeitig nimmt der azimutale Abstand zwischen Partikel B3 und A2 ab. Bei $t \approx 7,2\text{ s}$ positioniert sich Partikel A2 endgültig unterhalb von Partikel B2 und verdrängt dabei Partikel B3 aus dieser Position in eine andere Kette.

Die Analyse der Partikeltrajektorien zeigt, dass Partikel A2 zu Beginn der Messung seine Position verlässt, ohne dass zuvor eine signifikante Änderung der übrigen Partikelpositionen in den beiden Ketten beobachtet werden kann. Somit wird der Platzwechsel zwischen Partikel A2 und B3 durch die radial einwärts gerichtete Bewegung von Partikel A2 initialisiert. Dabei stellt sich die Frage nach der Ursache dieser Bewegung, die dazu führt, dass Partikel A2 den Bereich des Ionenfokuses unterhalb von Partikel A1 verlässt. Eine Analyse der direkten Umgebung von Partikel A2 im Zeitraum kurz bevor die radiale Bewegung einsetzt, zeigt folgende Situation, die in Abbildung 7.5(a-b) skizziert ist. Dargestellt sind fünf Partikel. Das schwarz ausgefüllte Partikel zeigt Partikel A2. Die beiden Partikel mit dem durchgezogenen Rand markieren Partikel B2 und B3. Bei den beiden Partikeln mit dem gestrichelten Rand handelt es sich um Partikel in einer Kette, die sich in der selben vertikalen Ebene beziehungsweise Schale wie Kette B befinden, wohingegen Partikel A2 in der nächst äußeren Schale positioniert ist. Zu Beginn sind die beiden Ketten zueinander in vertikaler Richtung versetzt und Partikel A2 befindet sich auf gleicher Levitationshöhe

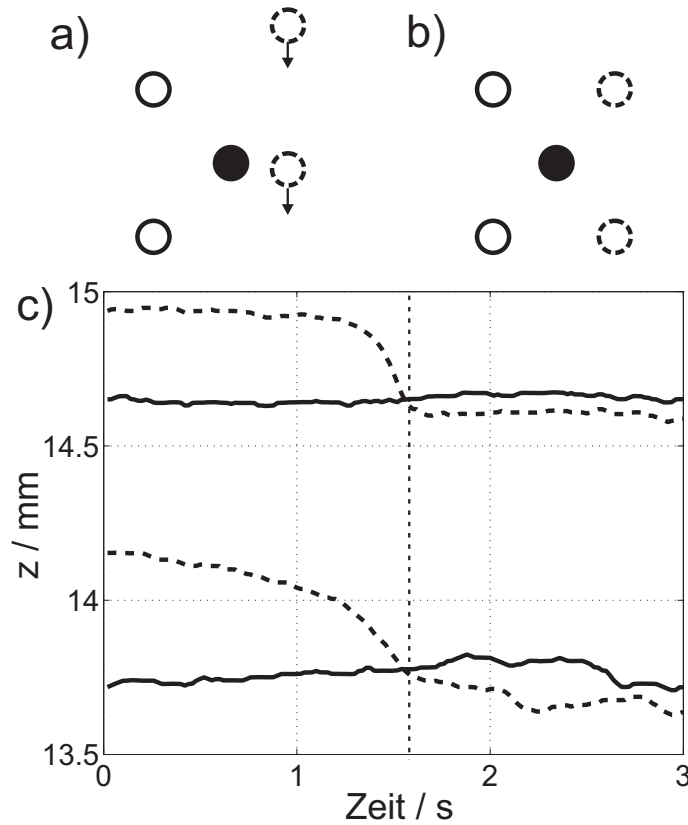


Abbildung 7.5: a) Zwei zueinander versetzte Ketten, die sich in einer vertikalen Ebene befinden. Partikel A2 befindet sich in der darüber liegenden Ebene (●). b) Die Partikel der benachbarten Kette ändern ihre Levitationshöhe. Partikel A2 befindet sich nun sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung auf einer Lückenposition zwischen den beiden Ketten. c) Zeitlicher Verlauf der Levitationshöhen der vier Partikel. Die zunächst zueinander versetzten Ketten befinden sich ab $t = 1,6$ s auf gleicher Höhe. Dieser Zeitpunkt stimmt exakt mit dem Einsetzen der radialen Bewegung von Partikel A2 überein.

wie das untere gestrichelte Partikel, wobei seine horizontale Position zwischen den beiden Ketten liegt, siehe Abbildung 7.5a. Die Partikel der benachbarten Kette ändern ihre Levitationshöhe und befinden sich daraufhin auf gleicher Höhe wie Partikel B2 und B3. Durch die Änderung der Interpartikelabstände befindet sich Partikel A2 nun sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung auf einer Lückenposition zwischen diesen beiden Ketten. Der zeitliche Verlauf der Levitationshöhen dieser vier Partikel ist in Abbildung 7.5c dargestellt. Die durchgezogenen Linien markieren dabei die Levitationshöhen der Partikel B2 und B3 und die gestrichelten die der beiden Partikel aus der benachbarten Kette. Man erkennt deutlich, dass beide Ketten zunächst zueinander in vertikaler Richtung versetzt sind. Ab $t \approx 1,2$ s beginnen die beiden Partikel aus der benachbarten Kette ihre Levitationshöhe zu verringern, bis sie schließlich bei $t = 1,6$ s die Levitationshöhen der anderen beiden Partikel erreicht haben und von da an ihre Höhe in etwa beibehalten. Dieser Zeitpunkt stimmt exakt mit dem Einsetzen der radial einwärts gerichteten Bewegung von Partikel A2 überein, siehe Abbildung 7.4a. Das bedeutet, dass Partikel A2 erst dann seine Position

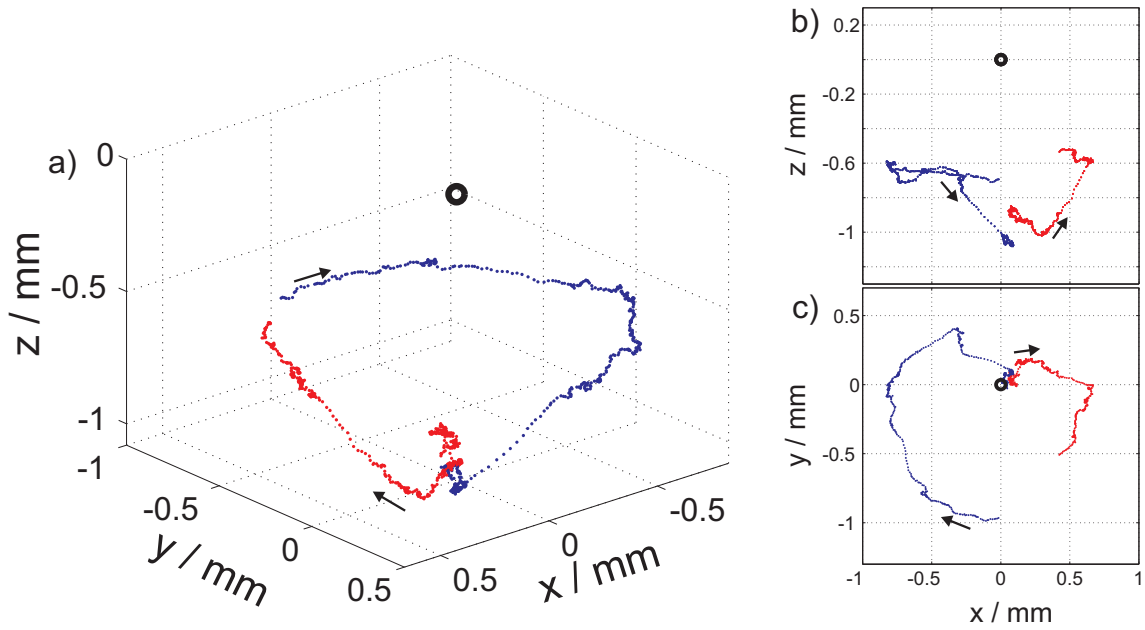


Abbildung 7.6: a) Trajektorien der beiden Partikel A2 (blau) und B3 (rot) im Bezugssystem des oberen Partikels B2 (schwarz) während des Platzwechsels. Die Pfeile deuten die Bewegungsrichtung der Partikel an. Der Verlauf der Trajektorien erinnert sehr an Abbildung 6.4 und zeigt den direkten Einfluss des Ionenfokuses auf die Partikelbewegung. b) Projektion der Partikelbewegung in die xz -Ebene. c) Projektion der Partikelbewegung in die xy -Ebene.

unterhalb von A1 verlässt, wenn es sich sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung auf einer Lückenposition zu der nächsten vertikalen Ebene befindet. Die Ursache hierfür ist der externe Druck auf die Partikel durch das Empfangspotential innerhalb der Küvette, der Partikel A2 in die Lückenposition auf einer weiter innen liegenden Schale zwingt und damit die radial einwärts gerichtete Bewegung initialisiert. Diese Beobachtung zeigt eindeutig den Einfluss des externen Empfangspotentials auf die Struktur und die Dynamik der Staubwolke.

Um eine Aussage darüber treffen zu können, welchen Einfluss der Ionenfokus auf die Partikelbewegung während des Platzwechsels hat, werden die gleichen Analysemethoden, wie sie bereits in Abschnitt 6.2 für die Untersuchung der Partikelwechselwirkung vorgenommen wurden, auch hier angewendet. Hierfür werden in Abbildung 7.6a die Trajektorien der Partikel A2 (blau) und B3 (rot) im Bezugssystem des oberen Partikels B2, welches in dieser Abbildung durch einen schwarzen Kreis in $x = y = z = 0$ markiert ist, dargestellt. Die Pfeile deuten die Bewegungsrichtung der Partikel an. Für eine anschaulichere Darstellung sind die Partikelbewegungen in Abbildung 7.6(b-c) nochmals in die xz - beziehungsweise in die xy -Ebene projiziert. Zu Beginn befindet sich das Partikel B3 exakt unterhalb von Partikel B2, während sich das Partikel A2 auf einer Bahn um das obere Partikel befindet. Dabei liegt seine Levitationshöhe zwischen Partikel B2 und B3. Aufgrund der Abstoßung zwischen Partikel A2 und B3 verlässt Partikel B3 allmählich seine Position unterhalb des oberen Partikels B2. Ab einem bestimmten Punkt wird Partikel A2 beschleunigt,

was sich anhand des vergrößerten Abstandes zwischen den einzelnen Datenpunkten erkennen lässt, und begibt sich direkt in die Position unterhalb von Partikel B2. Gleichzeitig wird ebenfalls Partikel B3 beschleunigt, verlässt dabei endgültig seine Position unterhalb von Partikel B2, und begibt sich auf die ursprüngliche Levitationshöhe von Partikel A2. Der Verlauf der Trajektorie von Partikel A2 ähnelt stark dem der Partikel aus Abbildung 6.4, die sich aus der metastabilen horizontalen Position in die vertikale Position direkt unterhalb des oberen Partikels begaben. Auch der minimale Abstand von $d = 830 \mu\text{m}$ zwischen den Partikeln A2 und B2, bevor das untere Partikel beschleunigt wird, stimmt gut mit dem kritischen Abstand $d_{krit} = 780 \mu\text{m}$ aus Abschnitt 6.2 überein. Die anziehende Wechselwirkung des Ionenfokuses unterhalb von Partikel B2 wirkt aufgrund des geringeren vertikalen Abstands zwischen den Partikeln stärker auf Partikel A2, welches daraufhin Partikel B3 aus seiner Position verdrängt. Der Einfluss des Ionenfokuses unterhalb des Partikels B2 auf die Bewegung von Partikel A2 wird somit klar ersichtlich und demonstriert damit, dass, ebenso wie die Struktur der Wolke, auch ihre Dynamik durch den Ionenfokus beeinflusst wird.

Die Analyse der Partikeltrajektorien zeigt demnach eindeutig sowohl den Einfluss des Einfangpotentials als auch den des Ionenfokuses auf die Bewegung von Partikel A2.

7.2.3 Phasenübergang

Wie sich bereits in Abbildung 7.1 erkennen ließ, nehmen mit steigender Rotationsfrequenz der oberen Elektrode neben der eigentlichen Rotationsbewegung der Partikel auch die dynamischen Prozesse in der Staubwolke signifikant zu. Abbildung 7.7 zeigt nochmals die Staubwolke bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 12 Hz. Der Übersicht halber sind hier nur einige Partikeltrajektorien aus dem oberen und aus dem unteren Bereich der Staubwolke dargestellt. Die Partikel im oberen Teil der Wolke zeigen deutlich nach wie vor eine Rotationsbewegung um die vertikale Achse der Staubwolke, wohingegen die Partikeltrajektorien im unteren Teil keine korrelierte Bewegung der Partikel mehr erkennen lassen. Die Partikel bewegen sich unabhängig von der Rotation der übrigen Staubwolke und können dabei nicht mehr bestimmten Ketten zugewiesen werden. Anhand der Partikelbewegung lässt sich vermuten, dass sich die Staubwolke im unteren Teil in einem flüssigen, vielleicht sogar in einem gasförmigen Zustand befindet. Die Technik der rotierenden Elektrode könnte somit eine Möglichkeit bieten, durch eine verscherte Rotation der Neutralgassäule einen Phasenübergang in einem dreidimensionalen System zu induzieren, ohne dabei die Entladungsbedingung und somit die Stärke und Form des Einfangpotentials zu verändern. Dies wird für zukünftige Untersuchungen von großem Interesse sein.

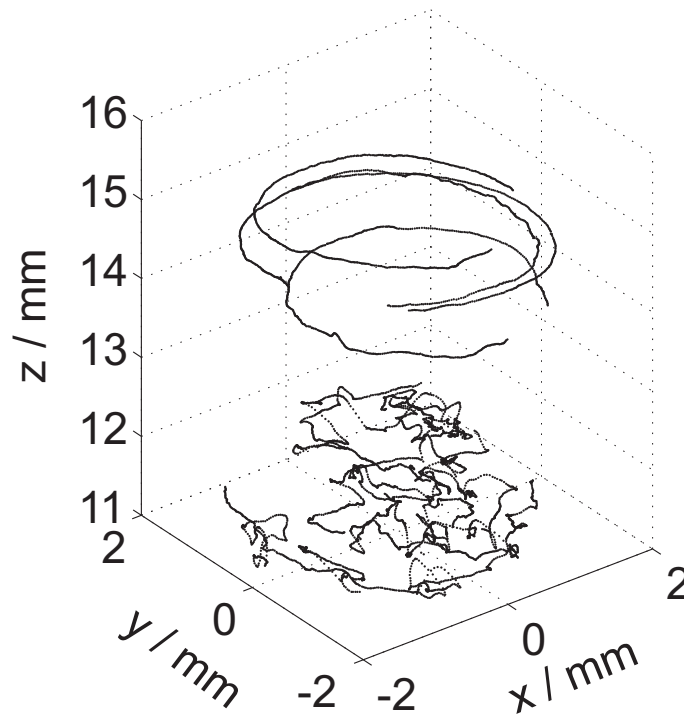


Abbildung 7.7: Einige Partikeltrajektorien der Staubwolke bei einer Rotationsgeschwindigkeit der oberen Elektrode von 12 Hz. Während die Partikel im oberen Teil der Staubwolke sich weiterhin auf einer Bahn um die Rotationsachse befinden, weisen die Partikel im unteren Teil keine korrelierte Bewegung mehr auf.

7.3 Diskussion

Die Beobachtungen in diesem Abschnitt haben demonstriert, dass es mit Hilfe einer rotierenden Scheibe möglich ist, eine verscherte Rotation der Staubwolke zu bewirken. Neben einer Änderung der äußeren Form der Staubwolke aufgrund der Zentripetalkraft auf die Partikel, die eine Abflachung der Wolke zur Folge hatte, konnten darüber hinaus Platzwechsel zwischen Partikeln aus benachbarten Ketten beobachtet werden. Dabei haben sowohl das externe Einfangpotential als auch der Ionenfokus unterhalb der Partikel einen wesentlichen Einfluss auf die Bewegung der Partikel.

Die Analyse der Trajektorie von Partikel A2 hat gezeigt, dass der Beginn der einwärts gerichteten Bewegung und somit des Platzwechsels mit einer Änderung des Interpartikelabstandes auf einer weiter innen liegenden Schale zusammenhing. Das Absinken einer benachbarten Kette führte dazu, dass sich Partikel A2 oberhalb einer Lückenposition oder Fehlstelle befand. Der Druck durch das externe Einfangpotential zwang Partikel A2 daraufhin in diese Lückenposition und initialisierte damit die radial einwärts gerichtete Bewegung. Die Darstellung der Trajektorie von Partikel A2 im Bezugssystem des oberen Partikels B2 wies große Ähnlichkeit mit dem Übergang aus der horizontalen in die vertikale Partikelanordnung aus Abschnitt 6.2 auf. Des Weiteren stimmten die kritischen Abstände, unterhalb derer die Übergänge ein-

setzten, gut überein. Somit wird die Bewegung von Partikel A2, sobald es sich in der Nähe des Ionenfokuses unterhalb von Partikel B2 befindet, durch diesen bestimmt. Anhand dieses Platzwechsels konnte direkt die Konkurrenz der beiden Ordnungen beobachtet werden, denn obwohl der Druck des externen Einfangpotentials Partikel A2 zunächst auf die Lückenposition in der darunter liegenden Schale zwang, ordnete es sich am Ende aufgrund des Ionenfokuses direkt unterhalb von Partikel B2 und somit nicht in der Lückenposition an.

Abschließend konnte gezeigt werden, dass bei einer Rotationsfrequenz der oberen Elektrode von 12 Hz keine korrelierte Partikelbewegung im unteren Teil der Staubwolke mehr auftritt. Die Partikelbewegungen ließen darauf schließen, dass sich die Wolke im unteren Teil nicht länger in einem kristallinen Zustand befand. Die Methode der rotierenden Scheibe könnte somit für zukünftige Untersuchungen eine Möglichkeit darstellen, einen durch Scherkräfte induzierten Phasenübergang in einem dreidimensionalen System zu erreichen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Dissertation wurden finite Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken untersucht. Dabei waren besonders die Struktur der Wolke und die Wechselwirkung zwischen den Partikeln von Interesse. Für die Untersuchung dieser Systeme wurde ein optischer Aufbau zur digitalen Holographie staubiger Plasmen aufgebaut und erprobt. Im Folgenden werden die Ergebnisse kurz zusammengefasst und Ausblicke auf weiterführende Untersuchungen gegeben.

Ein wichtiger Teil dieser Dissertation beschäftigte sich mit dem Aufbau und der Erprobung eines optischen Aufbaus zur digitalen in-line Holographie (DIH) staubiger Plasmen. Die Untersuchungen in Abschnitt 4.5 haben gezeigt, dass es erstmalig gelungen ist, Hologramme von Staubpartikeln in einem Plasma aufzunehmen und diese anschließend numerisch zu rekonstruieren. Aufgrund der gewählten in-line Geometrie konnten äußerst kurze Belichtungszeiten von $\tau \leq 100 \mu\text{s}$ erzielt werden, wodurch das erreichbare Zeitauflösungsvermögen im Wesentlichen nur durch die Bildwiederholrate der für die Aufnahme verwendeten Kamera begrenzt ist. Die Analyse des Ortsauflösungsvermögens mit Hilfe einer Referenzdiagnostik ergab, dass senkrecht zur optischen Achse ein Ortsauflösungsvermögen unterhalb der Pixelgröße der verwendeten Kamera erreicht werden kann. Durch die Kombination zweier DIH-Aufbauten zur stereoskopischen digitalen in-line Holographie (SDIH) konnte dieses hohe Ortsauflösungsvermögen für alle Raumrichtungen bei einem Beobachtungsvolumen von $1,3 \text{ cm}^3$ erreicht werden. Auch das Problem der gegenseitigen Abschattung von Partikeln, die sich entlang der optischen Achse hintereinander anordnen, tritt im Falle der digitalen Holographie nicht auf. Des Weiteren konnte mit Hilfe des SDIH-Aufbaus die für die Rekonstruktion benötigte Zeit signifikant reduziert werden. Der Vergleich mit anderen 3D Diagnostiken hat gezeigt, dass die digitale Holographie nicht nur konkurrenzfähig ist, sondern darüber hinaus auch über eine Reihe von Vorteilen gegenüber anderen Diagnostiken verfügt. Die digitale Holographie stellt somit zukünftig eine neue verlässliche 3D Diagnostik für die Untersuchung staubiger Plasmen dar.

Das Hauptaugenmerk dieser Dissertation lag in der Strukturanalyse staubiger Plasmen bei geringen Dämpfungsraten. Hierfür konnte zunächst die Möglichkeit demonstriert werden, finite Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken einzufangen. Die Levitation der Partikel wurde dabei durch die Kombination aus elektrischer Feldkraft und thermophoretischer Kraft erreicht. Durch die Verwendung großer Hohlpartikel und der damit verbundenen hohen Ladung auf der Partikeloberfläche konnte eine starke Kopplung zwischen den Partikeln erreicht werden. Sowohl die Analyse der thermischen Bewegung als auch die Paarkorrelationsfunktion haben gezeigt, dass

sich die Staubwolke in einem kristallinen Zustand befand.

Obwohl die Geometrie der Falle identisch zu der aus anderen Experimenten zum Einfang von Yukawa-Balls [33,35] bei deutlich höheren Neutralgasdrücken war, ergab die Strukturanalyse der Staubwolke jedoch wesentliche Unterschiede zu früheren Beobachtungen. Neben einer Schalenstruktur, wie sie bereits von den Yukawa-Balls [32] bekannt ist, konnte eine Anordnung der Partikel in vertikale Ketten beobachtet werden. Diese Anordnung der Partikel in vertikale Ketten tritt ebenfalls in ausgedehnten 2,5D Plasmakristallen in der Randschicht auf. Jedoch konnten innerhalb der Staubwolke keine ausgeprägten horizontalen Ebenen, wie sie eigentlich typisch für 2,5D Systeme sind, identifiziert werden. Eine genauere Analyse der Orientierung benachbarter Partikelketten ergab, dass es zwei unterschiedliche Sorten von Partikelketten gab, die zueinander um einen halben Interpartikelabstand in vertikaler Richtung versetzt waren und dabei keine regelmäßige Verteilung innerhalb der Staubwolke aufwiesen. Die Struktur der Staubwolke wies somit eine Konkurrenz zwischen einer Schalenstruktur und der Anordnung der Partikel in vertikale Ketten auf.

Als mögliche Ursache für die Anordnung der Partikel in vertikalen Ketten wurde ein Fokus der Ionen unterhalb der negativ geladenen Partikel vermutet. Um dieser Frage nachzugehen, wurden anschließend bei identischen Entladungsbedingungen Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung durchgeführt.

Für die Untersuchung der Partikelwechselwirkung wurde ein System aus zwei Partikeln, die sich in einer vertikalen Anordnung befanden, mit Hilfe eines Lasers manipuliert. Hierbei wurde das untere Partikel aus seiner Gleichgewichtsposition ausgelenkt und die Relaxation des Systems anschließend mit Hilfe des SDIH-Aufbaus beobachtet. Die Analyse der Partikeltrajektorien führte zu einer Reihe von Ergebnissen. Nachdem das untere Partikel ausgelenkt worden war, kehrte es nicht wie erwartet umgehend in seine Ausgangsposition zurück, sondern verblieb mehrere Sekunden in einer metastabilen horizontalen Partikelanordnung. Solche bistabilen Konfigurationen aus einer vertikalen und einer horizontalen Partikelanordnung sind bereits aus Simulationen von Lampe *et al.* [113] bekannt und konnten hier beobachtet werden. Unterhalb eines kritischen Abstandes erfolgte der sprunghafte Übergang von der horizontalen zur vertikalen Anordnung. Sowohl der kritische Abstand als auch der Verlauf der Trajektorie des unteren Partikels während des Übergangs bestätigten im Vergleich mit früheren Untersuchungen zur Partikelwechselwirkung [116,117,123] einen Fokus der Ionen unterhalb des oberen Partikels und der damit verbundenen nicht-reziproken anziehenden Wechselwirkung zwischen den Partikeln in vertikaler Richtung. Das Wechselwirkungspotential zwischen den Partikeln lässt sich somit nicht durch den isotropen Verlauf eines Yukawa-Potentials beschreiben, sondern nimmt eher die Form eines *wakefields* an [119,120]. Der erbrachte Nachweis eines Ionenfokuses unterhalb der Partikel konnte somit auch die Anordnung der Partikel in vertikale Ketten aus Abschnitt 5.3 erklären.

Ein offener Punkt bei dieser Untersuchung zur Partikelwechselwirkung ist jedoch noch, welcher Mechanismus zum Verlassen des unteren Partikels aus seiner metastabilen horizontalen Position führt. Da die Entladungsbedingungen während der Messung konstant blieben und der Vorgang reproduzierbar war, deutet die vertikale

Drift des Partikels auf eine Abnahme der Partikelladung hin. Als mögliche Ursache für diesen Entladungsprozess wurde ein erhöhter Ionenfluss auf die Oberfläche des unteren Partikels aufgrund des Ionenfokuses unterhalb des oberen Partikels genannt. Erste Ergebnisse aus Simulationen von W. Miloch [125] bestätigen diese Annahme. Hier konnte gezeigt werden, dass ein erhöhter Ionenfluss auf die Partikeloberfläche stattfindet, sobald sich das untere Partikel im Machkegel unterhalb des oberen Partikels befindet. Die in Abschnitt 6.2 vorgestellten Experimente könnten zukünftig zur Bestimmung des Öffnungswinkels des Machkegels und somit zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit der Ionen dienen.

Abschließend wurden Untersuchungen zur Dynamik der Staubwolke durchgeführt, die zum Ziel hatten, die Konkurrenz zwischen beiden Ordnungen während eines dynamischen Prozesses direkt zu beobachten. Hierfür wurde die obere Elektrode durch eine rotierende Scheibe ersetzt. Mit Hilfe der rotierenden Elektrode konnte eine Rotation der Staubwolke bewirkt werden. Die Analyse der Rotationsbewegung der einzelnen Partikel wies dabei einen linearen Verlauf der Rotationsfrequenzen in Abhängigkeit der Levitationshöhen auf. Somit ist es gelungen, eine verscherte Rotation innerhalb der Staubwolke zu induzieren. Diese verscherte Rotation verursachte Platzwechsel zwischen Partikeln in benachbarten Ketten, die anhand eines Beispiels im Detail untersucht wurden. Es konnte gezeigt werden, dass der Platzwechsel durch eine Fehlstelle im Kristall und durch den äußeren Druck des Einfangpotentials auf die Partikel initialisiert wurde, die Bewegung und die endgültige Position des Partikels jedoch stark durch den Ionenfokus unterhalb der Partikel beeinflusst werden. Somit ließ sich direkt die Konkurrenz der Ordnungen auf Partikelbewegung beobachten.

Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass bei einer Rotationsfrequenz von 12 Hz im unteren Teil der Wolke keine korrelierten Bewegungen der Partikel mehr beobachtet werden konnten. Aufgrund der Partikelbewegung ließ sich vermuten, dass die Staubwolke zumindest im unteren Teil nicht länger einen kristallinen Zustand aufwies. Es ist somit gelungen, durch eine verscherte Rotation der Neutralgas-säule und den damit verbundenen differentiellen Antrieb der Staubwolke einen Schmelzprozess innerhalb der Staubwolke zu initialisieren. Dabei erlaubt diese Technik eine Manipulation aller Partikel im Volumen, ohne dabei eine Änderung des Einfangpotentials zu bewirken. Dies ist vergleichbar mit den Untersuchungen zu Phasenübergängen in zweidimensionalen Systemen, bei denen ein Phasenübergang mittels Laserheizung induziert worden war.

Mit Hilfe der digitalen Holographie ist es in dieser Arbeit gelungen, ein konsistentes Bild zur Struktur und der Dynamik finiter Staubwolken bei niedrigen Dämpfungs-raten zu erhalten. Die Untersuchungen haben dabei die Leistungsfähigkeit dieser Diagnostik demonstriert. Die Ergebnisse in dieser Dissertation eröffnen eine Reihe interessanter Möglichkeiten für zukünftige Untersuchungen. Der Einfang finiter Staubwolken bei niedrigen Neutralgasdrücken und somit bei einer geringen Dämpfung des Systems ermöglichen die Anregung dynamischer Prozesse. Dazu gehören zum Beispiel die Anregung von Wellenphänomenen oder eines Phasenüberganges. Besonders für die Anregung eines Phasenüberganges stellt die Methode der rotieren-

den Elektrode eine interessante Möglichkeit dar. Des Weiteren wäre es von Interesse, welchen Einfluss der Ionenfokus und die Konkurrenz der Ordnung auf die Spektren der Eigenmoden haben. Aufgrund ihres hohen Orts- und Zeitaufhebungsverbögens und des großen Beobachtungsvolumens stellt die digitale Holographie eine hervorragend geeignete Diagnostik für die Beobachtung dieser dynamischen Prozesse dar.

Dabei ist die digitale Holographie nicht nur auf die Untersuchung finiter Systeme unter Laborbedingungen beschränkt. Der kompakte optische Aufbau würde zum Beispiel den Einsatz unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen erlauben. Auf diese Weise könnten auch ausgedehnte dreidimensionale Systeme untersucht werden. Das hohe Orts- und Zeitaufhebungsverbögen der digitalen Holographie würde den Zugang zum kompletten Phasenraum dieser Systeme ermöglichen. So wäre es beispielsweise möglich, Wellenphänomene in diesen Systemen dreidimensional zu betrachten. Dies könnte dabei helfen, noch offene Fragen zu beantworten, die mit den bisherigen Diagnostiken nicht geklärt werden konnten. Die Ergebnisse, die aus der Untersuchung dynamischer Prozesse in dreidimensionalen staubigen Plasmen folgen würden, könnten auch für ein besseres Verständnis anderer stark gekoppelter Systeme, zum Beispiel dreidimensionaler Ionenkristalle dienen, da sich die dreidimensionale Beobachtung dieser Prozesse aufgrund der geringen Größe der Systeme außerordentlich schwierig gestaltet.

9 Literaturverzeichnis

- [1] D. Hone, S. Alexander, P. M. Chaikin, and P. Pincus. The phase diagram of charged colloidal suspensions. *J. Chem. Phys.*, 79:1474–1479, 1983.
- [2] A. H. Marcus and Stuart A. Rice. Observations of first-order liquid-to-hexatic and hexatic-to-solid phase transitions in a confined suspension. *Phys. Rev. Lett.*, 77:2577–2580, 1996.
- [3] H. Löwen, J. - P. Hansen, and P. A. Madden. Nonlinear counterion screening in colloidal suspension. *J. Chem. Phys.*, 98:3275, 1993.
- [4] H. Löwen, T. Palberg, and R. Simon. Dynamical criterion for freezing of colloidal liquids. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1557, 1993.
- [5] D. H. E. Dubin and T. M. O’Neill. Trapped nonneutral plasmas, liquids and crystals (the thermal equilibrium states). *Rev. Mod. Phys.*, 71:87–172, 1999.
- [6] A. Mortensen, E. Nielsen, T. Matthey, and M. Drewsen. Observation of three-dimensional long-range order in small ion coulomb crystals in an rf trap. *Phys. Rev. Lett.*, 96:103001, 2006.
- [7] F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, W. Quint, and H. Walther. Observation of a phase transition of stored laser-cooled ions. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2931–2934, 1987.
- [8] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, J. J. Bollinger, and C. H. Manney. Atomic-ion coulomb clusters in an ion trap. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2935–2938, December 1987.
- [9] I. Waki, S. Kassner, G. Birkel, and H. Walther. Observation of ordered structures of laser-cooled ions in a quadrupole storage ring. *Phys. Rev. Lett.*, 68:2007–2010, 1992.
- [10] J. H. Chu and Lin I. Coulomb lattice in a weakly ionized colloidal plasma. *Physica A*, 205:183–190, 1994.
- [11] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann. Plasma crystal: Coulomb crystallization in a dusty plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 73:652–655, 1994.
- [12] Y. Hayashi and K. Tachibana. Observation of coulomb crystal formation from carbon particles grown in a methane plasma. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:L804–L806, 1994.

- [13] M. Klindworth, O. Arp, and A. Piel. Langmuir probe diagnostics in the IMPF device and comparison with simulations and tracer particle experiments. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39(6):1095–1104, 2006.
- [14] M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. Rothermel, H. M. Thomas, and G. E. Morfill. The plasma crystal. *Am. J. Phys.*, 73:420–424, 2005.
- [15] M. Klindworth, A. Melzer, and A. Piel and V. A. Schweigert. Laser-excited intershell rotation of finite coulomb clusters in a dusty plasma. *Phys. Rev. B*, 61:8404–8410, 2000.
- [16] Y.-J. Lai and Lin I. Packing and defects of strongly coupled two-dimensional coulomb clusters: numerical simulation. *Phys. Rev. E*, 60(4):4743–4753, 1999.
- [17] V. M. Bedanov and F. Peeters. Ordering and phase transitions of charged particles in a classical finite two-dimensional system. *Phys. Rev. B*, 49:2667–2676, 1994.
- [18] A. Homann, A. Melzer, S. Peters, R. Madani, and A. Piel. Laser-excited dust lattice waves in plasma crystals. *Phys. Lett. A*, 242:173–180, 1998.
- [19] A. Homann, A. Melzer, S. Peters, R. Madani, and A. Piel. Determination of the dust screening length by laser-excited lattice waves. *Phys. Rev. E*, 56:7138–7141, 1997.
- [20] A. Melzer, A. Homann, and A. Piel. Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal. *Phys. Rev. E*, 53:2757, 1996.
- [21] A. Melzer. *Der Plasmakristall: Phasenübergang und Stabilität*. Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät (Universität Kiel), 1997.
- [22] H. Thomas and G. E. Morfill. Solid/liquid/gaseous phase transitions in plasma crystals. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14:501–505, 1996.
- [23] F. Melandsø. Heating and phase transitions of dust plasma crystals in a flowing plasma. *Phys. Rev. E*, 55:7495–7506, 1997.
- [24] V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel. Plasma crystal melting: a nonequilibrium phase transition. *Phys. Rev. Lett*, 80:5345, 1998.
- [25] I. V. Schweigert, V. A. Schweigert, V. M. Bedanov, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel. Instability and melting of a crystal of microscopic particles in a radio-frequency discharge plasma. *JETP*, 87:905–915, 1998.
- [26] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Y. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree, and Y. P. Semenov. PKE-Nefedov:

- Plasma crystal experiments on the International space station. *New J. Phys.*, 5:33.1–33.10, 2003.
- [27] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, O. S. Vaulina, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, A. A. Samaryan, V. P. Nikitskii, A. I. Ivanov, S. F. Savin, A.V. Kamlykov, A. Ya. Solovev, and P.V. Vinogradov. Dusty plasmas induced by solar radiation under microgravitational conditions: an experiment on board the mir orbiting space station. *JETP*, 87:1087–1097, 1998.
- [28] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev, and J. Goree. Condensed plasmas under microgravity. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1598–1601, 1999.
- [29] H. Thomas, D. Goldbeck, T. Hagl, A. Ivlev, U. Konopka, G. Morfill, H. Rothermel, R. Sütterlin, and M. Zuzic. Complex plasmas unter microgravity conditions: parabolic flights. *Physica Scripta*, 89:16–19, 2001.
- [30] M. Klindworth, A. Piel, and A. Melzer. Dust free regions around langmuir probes in complex plasmas under microgravity. *Phys. Rev. Lett.*, 93:195002, 2004.
- [31] A. Piel, M. Klindworth, O. Arp, A. Melzer, and M. Wolter. Obliquely propagating dust density waves in the presence of an ion beam. *Phys. Rev. Lett.*, 97:205009, 2006.
- [32] O. Arp. *Coulomb balls - Structure and confinement of spherical dust crystals in a plasma*. PhD thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät (Universität Kiel), 2006.
- [33] O. Arp, D. Block, A. Piel, and A. Melzer. Dust coulomb balls: Three-dimensional plasma crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 93:165004, 2004.
- [34] B. M. Annaratone, T. Antonova, D. D. Goldbeck, H. M. Thomas, and G. E. Morfill. Complex-plasma manipulation by radiofrequency biasing. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 46:B495–B509, 2004.
- [35] O. Arp, D. Block, M. Klindworth and A. Piel. Confinement of coulomb balls. *Phys. Plasmas*, 12:122102, 2005.
- [36] S. Käding, Y. Ivanov, and A. Melzer. Stereoscopy on coulomb balls in dusty plasmas. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 35:328–331, 2007.
- [37] M. Bonitz, D. Block, O. Arp, V. Golubnychiy, H. Baumgartner, P. Ludwig, A. Piel, and A. Filinov. Structural properties of screened coulomb balls. *Phys. Rev. Lett.*, 96:075001, 2006.
- [38] S. Käding and A. Melzer. Three-dimensional stereoscopy of yukawa (coulomb) balls in dusty plasma. *Phys. Plasmas*, 13:090701, 2006.

- [39] S. Käding, D. Block, A. Melzer, A. Piel, H. Kählert, P. Ludwig, and M. Bonitz. Shell transitions between metastable states of yukawa balls. *Phys. Plasmas*, 15:073710, 2008.
- [40] D. Block, S. Käding, A. Melzer, A. Piel, H. Baumgartner, and M. Bonitz. Experiments on metastable states of three-dimensional trapped particle clusters. *Phys. Plasmas*, 15:040701, 2008.
- [41] H. Baumgartner, H. Kählert, V. Golobnychiy, C. Henning, S. Käding, A. Melzer, and M. Bonitz. Shell structure of yukawa balls. *Contrib. Plasma Phys.*, 47:281, 2007.
- [42] U. Schnars and W. Jueptner. *Digital Holography*. Springer, 2005.
- [43] D. Gabor. A new microscopic principle. *Nature*, 161:777–779, 1948.
- [44] F. Dubois, L. Joannes, and J. Legros. Improved three-dimensional imaging with a digital holography microscope with a source of partial spatial coherence. *Appl. Opt.*, 38:7085, 1999.
- [45] G. Indebetouw and W. Zhong. Scanning holographic microscopy of three-dimensional fluorescent specimens. *J. Opt. Soc. Am. A*, 23:1699, 2006.
- [46] G. Pan and H. Meng. Digital holography of particle fields: reconstruction by use of complex amplitude. *Appl. Opt.*, 5:827–833, 2003.
- [47] Y. Pu and H. Meng. Four-dimensional dynamic flow measurement by holographic particle image velocimetry. *Appl. Opt.*, 44:7697, 2005.
- [48] H. Meng, W. L. Anderson, F. Hussain, and D. D. Li. Intrinsic speckle noise in in-line particle holography. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10:2046, 1993.
- [49] K. D. Hinsch. Holographic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 13:R61–R72, 2002.
- [50] J. P. Schiffer. Melting of crystalline confined plasmas. *Phys. Rev. Lett*, 88(20):205003, 2002.
- [51] M. O. Robbins, K. Kremer, and G. S. Grest. Phase diagram and dynamics of yukawa systems. *J. Chem. Phys.*, 88:3286–3312, 1988.
- [52] S. Hamaguchi, R.T. Farouki, and D. H. E. Dubin. Triple point of yukawa systems. *Phys. Rev. E*, 56:4671–4682, 1997.
- [53] O. Vaulina, S. Khrapak, and G. Morfill. Universal scaling in complex (dusty) plasmas. *Phys. Rev. E*, 66:016404, 2002.
- [54] H. Ikezi. Coulomb solid of small particles in plasmas. *Phys. Fluids*, 29:1764–1766, 1986.

- [55] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28:727–763, 1926.
- [56] J. E. Allen, R. L. F. Boyd, and P. Reynolds. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma. *Proc. Phys. Soc. B*, 70(3):297–304, 1957.
- [57] C. H. Shih and E. Levi. Effect of collisions on cold ion collection by means of langmuir probes. *AIAA J.*, 9(9):1673–1680, 1971.
- [58] P. Bryant, A. Dyson, and John E Allen. Langmuir probe measurements of weakly collisional electropositive rf discharge plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 34(10):1491–1498, 2001.
- [59] E. C. Whipple. Potentials of surfaces in space. *Rep. Prog. Phys.*, 44:1197, 1981.
- [60] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas. Ion drag force in complex plasmas. *Phys. Rev. E*, 66:046414–1–046414–4, 2002.
- [61] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O’Neill, and D. K. Coultas. Transport of dust particles in glow-discharge plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 68:313, 1992.
- [62] I. H. Hutchinson. Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 3. Floating potential and drag force. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47:71–87, 2005.
- [63] I. H. Hutchinson. Collisionless ion drag force on a spherical grain. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 48:185–202, 2006.
- [64] A. M. Lipaev, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, A. G. Khrapak, V. N. Naumkin, A. I. Ivanov, S. E. Tretschnev, and G. I. Padalka. Void closure in complex plasmas under microgravity conditions. *Phys. Rev. Lett.*, 98:265006, 2007.
- [65] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov. Theory of dust voids in plasmas. *Phys. Rev. E*, 59:7055–7067, 1999.
- [66] K. Avinash. Voids and phase separation in complex (dusty plasmas). *Phys. Plasmas*, 8:2601–2604, 2001.
- [67] V. Tsytovich. Evolution of voids in dusty plasmas. *Physica Scripta*, 89:89–94, 2001.
- [68] P. S. Epstein. On the resistance experienced by spheres in their motion through gases. *Phys. Rev.*, 23:710–733, 1924.
- [69] B. Liu, J. Goree, V. Nosenko, and L. Boufendi. Radiation pressure and gas drag forces on a melamine-formaldehyde microsphere in a dusty plasma. *Phys. Plasmas*, 10:9–19, 2003.

- [70] A. Santos, J. J. Brey, C. S. Kim, and J. W. Dufty. Velocity distribution for a gas with steady heat flow. *Phys. Rev. A*, 39:320, 1989.
- [71] L. Waldmann. Über die Kraft eines inhomogenen Gases auf kleine suspendierte Kugeln. *Z. Naturforsch.*, 14A:589, 1959.
- [72] H. Rothermel, T. Hagl, G. E. Morfill, M. H. Thoma, and H. M. Thomas. Gravity compensation in complex plasmas by application of a temperature gradient. *Phys. Rev. Lett.*, 89:175001, 2002.
- [73] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, and D. R. Willis. Thermophoresis of particles in a heated boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 101:737–758, 1980.
- [74] W.-T. Juan, Z.-H. Huang, J.-W. Hsu, Y.-J. Lai, and Lin I. Observation of dust coulomb clusters in a plasmatrap. *Phys. Rev. E*, 58(6):R6947–R6950, 1998.
- [75] T. Trottenberg, A. Melzer, and A. Piel. Measurement of the electric charge on particulates forming coulomb crystals in the sheath of an rf plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 4:450–458, 1995.
- [76] V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel. Alignment and instability of 'dust' crystals in plasmas. *Phys. Rev. E*, 54:4155–4166, 1996.
- [77] Y. Hayashi. Structure of a three-dimensional coulomb crystal in a fine-particle plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4764–4767, 1999.
- [78] M. Zuzic, A. V. Ivlev, J. Goree, G. E. Morfill, H. M. Thomas, H. Rothermel, U. Konopka, R. Sutterlin, and D. D. Goldbeck. Three-dimensional strongly coupled plasma crystal under gravity conditions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:4064–4067, 2000.
- [79] J. B. Pieper, J. Goree and R. A. Quinn. Three-dimensional structure in a crystallized dusty plasm. *Phys. Rev. E*, 54:5636–5640, 1996.
- [80] W. M. Itano, J. J. Bollinger, J. N. Tan, B. Jelenkovic, X.-P. Huang, and D. J. Wineland. Bragg diffraction from crystallized ion plasmas. *Science*, 279:686, 1998.
- [81] Y. Ivanov and A. Melzer. Modes of three-dimensional dust crystals in dusty plasmas. *Phys. Rev. E*, 79(3):036402, 2009.
- [82] C. Henning, H. Kählert, P. Ludwig, A. Melzer, and M. Bonitz. Spectral properties of spherically confined dusty plasma crystals. *J. Phys. A*, 42:214023, 2009.
- [83] C. Henning, K. Fujioka, P. Ludwig, A. Piel, A. Melzer, and M. Bonitz. Existence and vanishing of the breathing mode in strongly correlated finite systems. *Phys. Rev. Lett.*, 101(4):045002, 2008.

- [84] H. Baumgartner, D. Asmus, V. Golubnychiy, P. Ludwig, H. Kählert, and M. Bonitz. Ground states of finite spherical yukawa crystals. *New J. Phys.*, 10:281, 2008.
- [85] C. Henning, P. Ludwig, A. Filinov, A. Piel, and M. Bonitz. Ground state of a confined yukawa plasma including correlation effects. *Phys. Rev. E*, 76:036404, 2007.
- [86] C. Henning, H. Baumgartner, A. Piel, P. Ludwig, V. Golubnychiy, M. Bonitz, and D. Block. Ground state of a confined yukawa plasma. *Phys. Rev. E*, 74:056403, 2006.
- [87] H. Kählert, P. Ludwig, H. Baumgartner, M. Bonitz, D. Block, S. Käding, A. Melzer, and A. Piel. Probability of metastable configurations in spherical three-dimensional yukawa crystals. *Phys. Rev. E*, 78:036408, 2008.
- [88] Y. Feng, J. Goree, and Bin Liu . Accurate particle position measurement from images. *Rev. Sci. Instrum.*, 78:053704, 2007.
- [89] Y. Ivanov and A. Melzer. Particle positioning techniques for dusty plasma experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 78:033506, 2007.
- [90] S. A. Khrapak, D. Samsonov, G. E. Morfill, H. Thomas, V. Yaroshenko, H. Rothermel, V. Fortov, A. Nefedov, V. Molotkov, O. Petrov, A. Lipaev, A. Ivanov, and Yu.M. Baturin. Compressional waves in complex (dusty) plasmas under microgravity conditions. *Phys. Plasmas*, 10:1–4, 2003.
- [91] T. Trottenberg, D. Block, and A. Piel. Dust acoustic waves in a magnetized anodic plasma. *AIP Conf. Proc.*, 799:510, 2005.
- [92] D. Samsonov, A. Elsaesser, A. Edwards, H. M. Thomas, and G. E. Morfill. High speed laser tomography system. *Rev. Sci. Instrum.*, 79:035102, 2008.
- [93] D. Samsonov, G. E. Morfill, H. Thomas, T. Hagl, and H. Rothermel. Kinetic measurements of shock wave propagation in a three-dimensional complex dusty plasma. *Phys. Rev. E*, 67:036404, 2003.
- [94] A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D’Angelo. Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode. *Phys. of Plasmas*, 2:3563–3565, 1995.
- [95] W. M. Moslem. Linear and nonlinear properties of dust acoustic waves in collisional, magnetized dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 10:3168, 2003.
- [96] P. K. Shukla and D. D. Tskhakaya. Instability of dust ion acoustic waves in a dusty plasma containing elongated and rotating charged dust grains. *Phys. Plasmas*, 8:661, 2001.
- [97] E. Thomas and M. Watson. First experiments in the dusty plasma experiment device. *Phys. Plasmas*, 6:4111–4117, 1999.

- [98] E. Thomas. Direct measurement of two-dimensional velocity profiles in direct current glow discharge dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 6:2672–2675, 1999.
- [99] E. N. Leith and J. Upatnieks. Wavefront reconstruction and communication theory. *Journ. Opt. Soc. Am A*, 52(10):1123–1130, 1962.
- [100] Bohren and Huffmann. *Introduction to Colloidal (Dusty) Plasmas*. EMA-Uni Greifswald, 2005.
- [101] H. C. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. Dover, 1981.
- [102] T. H. Demetrakopoulos and R. Mittra. Digital and optical reconstruction of images from suboptical diffraction patterns. *Appl. Opt.*, 13:665, 1974.
- [103] T. Kreis and W. Jueptner. Principles of digital holography. *3rd international workshop on automatic processing of fringe patterns*, pages 353–363, 1997.
- [104] PCO IMAGING, high resolution 14 bit CCD camera system (pco.2000), www.pco.de.
- [105] PHOTONFOKUS, high resolution 12 bit CMOS camera system (MV-D1024), www.photonfocus.com.
- [106] Q.-H. Wei, C. Bechinger, and D. Rudhardt and P. Leiderer. Experimental study of laser-induced melting in two-dimensional colloids. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2606–2609, 1998.
- [107] V. Nosenko, J. Goree and A. Piel. Laser method of heating monolayer dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 13(3):032106, 2006.
- [108] M. Wolter and A. Melzer. Laser heating of particles in dusty plasmas. *Phys. Rev. E*, 71(3):036414, 2005.
- [109] 3M DEUTSCHLAND GMBH, Industriestraße, 55743 Idar-Oberstein.
- [110] MICROPARTICLES GMBH, Rudower Chaussee 5, 12484 Berlin.
- [111] M. P. Allen and D. J. Tildesley. *Computer simulation of liquids*. Oxford University Press, Oxford, 1987.
- [112] F. Lindemann. Über die Berechnung molekularer Eigenfrequenzen. *Z. Phys.*, 11:609, 1910.
- [113] M. Lampe, G. Joyce, and G. Ganguli. Structure and dynamics of dust in streaming plasma: dust molecules, strings, and crystals. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 33:57–69, 2005.
- [114] L. J. Hou, Y. N. Wang, and Z. L. Mišković. Interaction potential among dust grains in a with finite ion flow. *Phys. Rev. E*, 64:046406, 2001.

- [115] L. J. Hou, Y. N. Wang, and Z. L. Mišković. Wake effects on vertical alignment of two dust particles in a rf plasma sheath. *Phys. Lett. A*, 292:129–133, 2001.
- [116] A. Melzer, V. A. Schweigert and A. Piel. Transition from attractive to repulsive forces between dust molecules in a plasma sheath. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3194–3197, 1999.
- [117] K. Takahashi, T. Oishi, K. Shimomai, Y. Hayashi, and S. Nishino. Analyses of attractive forces between particles in coulomb crystal of dusty plasmas by optical manipulations. *Phys. Rev. E*, 58:7805, 1998.
- [118] G. A. Hebner and M. E. Riley. Measurement of attractive interactions produced by the ion wakefield in dusty plasmas using a constrained collision geometry. *Phys. Rev. E*, 68:046401, 2003.
- [119] O. Ishihara and S. V. Vladimirov. Wake potential of a dust grain in a plasma with ion flow. *Phys. Plasmas*, 4:69–74, 1997.
- [120] G. A. Hebner and M. E. Riley. Structure of the ion wakefield in dusty plasmas. *Phys. Rev. E*, 69:026405, 2004.
- [121] L. S. Frost. Effect of variable ionic mobility and ambipolar diffusion. *Phys. Rev.*, 105(2):354–356, 1957.
- [122] J. Carstensen. Private Mitteilung.
- [123] A. A. Samarian, S. V. Vladimirov, and B. W. James. Wake-induced symmetry-breaking of dust particle arrangements in a complex plasma. *JETP Lett.*, 61:758, 2005.
- [124] V. Steinberg, R. Sütterlin, and G. Morfill. Vertical pairing of identical particles suspended in the plasma sheath. *Phys. Rev. Lett.*, 86:4540–4543, 2001.
- [125] W. Miloch. Private Mitteilung.
- [126] J. Carstensen, F. Greiner, L. J. Hou, H. Maurer, and A. Piel. Effect of neutral gas motion on the rotation of dust clusters in an axial magnetic field. *Phys. Plasmas*, 16:013702, 2009.

Publikationsliste

Teile der vorliegenden Dissertation wurden bereits als wissenschaftliche Publikationen veröffentlicht:

Beiträge in wissenschaftlichen Fachzeitschriften:

1. M. Kroll, S. Harms, D. Block, and A. Piel,
„Digital in-line holography of dusty plasmas“,
Phys. Plasmas **15**, 063703 (2008)
2. M. Kroll, L. Muhlfeld, and D. Block,
„Stereoscopic digital holography“,
IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 897-900 (2010)
3. M. Kroll, J. Schablinski, D. Block, and A. Piel,
„On the influence of wakefields on 3D particle arrangements“,
Phys. Plasmas **17**, 013702 (2010)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Alexander Piel dafür bedanken, dass er mir die Anfertigung dieser Dissertation in seiner Arbeitsgruppe ermöglichte und jederzeit mit Rat und Tat zur Verfügung stand.

Des Weiteren danke ich insbesondere Dr. Dietmar Block für die intensive Zusammenarbeit im Rahmen dieser Arbeit und dafür, dass seine Tür immer für meine Fragen offen stand, wobei ich seine Geduld sicherlich mehr als nur einmal strapaziert habe.

Mein besonderer Dank gilt Jan Appel, Stephan Harms und Jan Schablinski für ihre Unterstützung im Rahmen ihrer Diplomarbeiten und Hilfstätigkeiten.

Viele technische Vorhaben wären ohne die Hilfe von Michael Poser und Volker Rohwer nicht möglich gewesen. Auch dafür möchte ich mich noch einmal ganz herzlich bedanken.

Allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für das freundliche Arbeitsklima und die stete Hilfsbereitschaft. Ganz besonders möchte ich mich dabei bei Iris Pilch, Sascha Knist und Dr. Oliver Arp bedanken.

Ein ganz großes Dankeschön an Eva Piekarski für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Zum Schluss möchte ich mich bei einem ganz besonderen Menschen in meinem Leben bedanken, meiner Frau Siyka Andreeva. Danke, dass du mich immer unterstützt hast, meine Launen ertragen und auch in schwierigen Zeiten zu mir gehalten hast. Mnogo blagodaria, obitscham te poveche ot vsichko.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides Statt, dass die vorliegende Dissertation, abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Lehrer und der Verwendung der angegebenen Hilfsmittel, nach Inhalt und Form meine eigene ist. Sie hat weder ganz noch teilweise an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen. Die Arbeit ist unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis entstanden.

Kiel, den

Lebenslauf

Name: Mattias Kroll
geboren: 13.07.1980 in Rendsburg
Familienstand: verheiratet, keine Kinder
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung:	1987 - 1991 1991 - 2000 2000	Grundschule Rotenhof in Rendsburg Gymnasium Kronwerk in Rendsburg Abitur mit den Prüfungsfächern: Physik, Mathematik, Geschichte und Deutsch
Zivildienst:	2000 - 2001	Pflege Lebensnah in Rendsburg
Studium:	09.2001	Immatrikulation im Fach Physik an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
	11.2003 11.2006	Vordiplom mit Nebenfach Mathematik Diplom-Hauptprüfung mit Nebenfach Materialwis- senschaft
	12.2005- 11.2006	Anfertigung der Diplomarbeit „Digitale Holographie“ in der Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ am Insti- tut für Experimentelle und Angewandte Physik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
	01.2007- 06.2010	Promotion in der Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

